

IL NUOVO CIMENTO

IL NUOVO CIMENTO

fondato a Pisa nel 1855 da C. MATTEUCCI e R. PIRIA

dal 1897 Organo della Società Italiana di Fisica

è pubblicato

sotto gli auspici del Consiglio Nazionale delle Ricerche

a cura del Direttore

GIOVANNI POLVANI

Presidente della Società

e

dei Vicedirettori

G. BERNARDINI e B. FERRETTI

con la collaborazione di un Comitato di redazione

costituito dai professori

E. AMALDI, G. BOLLA, G. B. BONINO, U. BORDONI, N. CARRARA,

A. CARRELLI, R. DEAGLIO, D. GRAFFI, A. GIACOMINI, E. PERUCCA,

L. PUCCIANI, A. ROSTAGNI, O. SPECCHIA, G. TODESCO, G. VALLE,

P. CALDIROLA (segretario)

e del curatore della stampa dott. ing. R. CORBI.

Redazione

Bologna, Via Irnerio n. 46,
presso l'Istituto di Fisica dell'Università

Direzione

Milano, Via Saldini n. 50,
presso l'Istituto di Fisica dell'Università

IL NUOVO CIMENTO

ORGANO DELLA SOCIETÀ ITALIANA DI FISICA

SOTTO GLI AUSPICI DEL CONSIGLIO NAZIONALE DELLE RICERCHE

VOLUME VII

Serie nona

1950

PRINTED IN ITALY

NICOLA ZANICHELLI EDITORE
BOLOGNA

IL
NUOVO CIMENTO
ORGANO DELLA SOCIETÀ ITALIANA DI FISICA
SOTTO GLI AUSPICI DEL CONSIGLIO NAZIONALE DELLE RICERCHE

VOL. VII, N. 1

Serie nona

20 Gennaio 1950

Misure di conducibilità ad alte frequenze.

NOTA I

A. CARRELLI e L. RESCIGNO

Istituto di Fisica dell'Università di Napoli

(ricevuto il 16 Ottobre 1949)

Riassunto. — Misure di conducibilità in alta frequenza $\omega = 4,47 \cdot 10^7 \text{ sec}^{-1}$ per i cinque sali tipi (1-1; 1-2; 2-2; 1-3; 1-4) mostrano come varia Λ al variare di $\sqrt{\gamma}$. Tale variazione sembra diversa da quella che per gli stessi sali si ha per $\omega \sim 0$. Ciò sta probabilmente a dimostrare un'azione diversa del raggio ionico nel campo delle alte frequenze.

1. — Le anomalie presentate dalle soluzioni elettrolitiche sono state, com'è ben noto, brillantemente superate dalla teoria di DEBYE e HÜCKEL⁽¹⁾. Essa si basa sulla considerazione delle azioni elettrostatiche fra i vari ioni, e, partendo dal concetto fondamentale che vi sia, almeno per elettroliti forti, dissociazione completa, riesce a spiegare anche con buon successo quantitativo le anomalie che si riscontrano. In prima approssimazione, limitatamente ai fenomeni che si hanno per soluzioni estremamente diluite, le cariche ioniche si ritengono puntiformi. Quali risultati fondamentali della teoria si possono considerare, com'è ben noto, i seguenti: l'interpretazione del valore del coefficiente osmotico, e la legge di variazione della conducibilità equivalente Λ , che è li-

⁽¹⁾ Per una bibliografia completa sull'argomento confronta FALKENHAGEN: *Elektrolyte* (Hirzel Verlag, 1932).

neare rispetto alla radice quadrata della concentrazione ($\Lambda = \Lambda_\infty - a\sqrt{\gamma}$) con un coefficiente a caratteristico per ogni soluzione e determinabile a priori; ciò per citare i fatti più importanti; inoltre si prevedono, per misure fatte ad alta frequenza, deviazioni dal valore calcolato della conducibilità Λ calcolata per frequenza molto bassa, e ciò perchè la nube ionica, che circonda ogni ione, richiede un certo tempo per la sua formazione; conseguentemente la conducibilità dipende dalla frequenza del campo elettrico agente. Questo *effetto di dispersione* è stato calcolato teoricamente, e si è dimostrato in buon accordo con le misure di conducibilità in alta frequenza che sono state finora fatte.

In seconda approssimazione DEBYE e HÜCKEL hanno considerato l'effetto dipendente dal raggio ionico, e, prendendo in considerazione tale parametro, è stato possibile ottenere l'accordo con i dati sperimentali in molti casi nei quali si presentavano deviazioni dalla legge su riportata. Più particolarmente si ottiene per i valori di $1 - g = (\bar{P} - P)/P$ (\bar{P} pressione osmotica ideale, P pressione osmotica effettiva) un andamento in funzione di γ che dipende dalla dimensione dell'ione ed i *valori empirici* dei raggi ionici che si ricavano da tali determinazioni sono più o meno in accordo con i valori che sono ricavati per altra via⁽²⁾. Ma questa ulteriore approssimazione non è ancora sufficiente, perchè in alcuni casi si ottengono per tale via (e cioè mediante la determinazione di valori di $1 - g$) valori dei raggi ionici inammissibili, perchè troppo piccoli, ed in altri casi perchè addirittura negativi.

L'ulteriore estensione della teoria è stata fatta in due distinte direzioni: lasciando cadere l'ipotesi di prima approssimazione emessa da DEBYE e HÜCKEL che ritiene $\psi \ll kT$ (teoria di BIJERRUM), e quindi giungendo ad un concetto di associazione parziale degli ioni, oppure procedendo, secondo GRONWELL, LA MER e SANDVED, all'integrazione completa della equazione fondamentale proposta da DEBYE e HÜCKEL mediante opportuni metodi analitici. Volendo sinteticamente concludere questa rapida esposizione, può dirsi che, in base ad ulteriori sviluppi della teoria di DEBYE, le curve sperimentali di $\log f$, relative ad un dato molto importante quale quello relativo alla affinità f , sono in accordo con quelle determinate teoricamente. Si può riscontrare nel libro di FALKENHAGEN quanto si afferma guardando per es. la fig. 90 che si riferisce ad un caso, quello della influenza sulla solubilità, che presenta grandi discrepanze con la teoria primitiva di DEBYE, e che invece con questo ulteriore sviluppo ritorna ad essere in accordo eccellente.

È ancora molto importante il ricordare che nello stato attuale è stato anche possibile sistemare in modo quasi completo il problema dei valori dei

(2) Da queste considerazioni risulterebbe in linea di massima che aumentando la concentrazione la presenza di dimensioni finite dell'ione porta a risultati equivalenti a quelli che si otterrebbero se si operasse ad una concentrazione minore (fig. 21 da FALKENHAGEN).

calori di diluizione, e precisamente anche nel senso previsto da NERNST. Le ricerche compiute in questa direzione hanno portato alla conclusione di grande importanza generale, che cioè anche negli elettroliti forti esiste una certa percentuale di molecole associate; e cioè, in altre parole, con le misure sul calore di diluizione, si può risolvere il problema della determinazione sperimentale del vero grado di dissociazione di un elettrolita. Per l'associazione di particelle ioniche in soluzione, le quali unendosi in molecole hanno evidentemente azione sulla conducibilità, riferendosi a quanto riporta FALKENHAGEN (pag. 293), l'andamento della conducibilità equivalente in dipendenza sia dell'associazione sia dell'azione elettrostatica può ritenersi funzione della concentrazione secondo una relazione del tipo

$$\Lambda = \Lambda_{\infty} - a \sqrt{\gamma} - \frac{\Lambda_{\infty}}{k} \gamma,$$

dove k rappresenta la costante di dissociazione, Λ_{∞} la conducibilità limite e γ la concentrazione. La presenza di un'associazione molecolare spiega la deviazione verso il basso delle curve di conducibilità in funzione di $\sqrt{\gamma}$, nelle misure di conducibilità fatte con campo alternato con frequenze molto basse. Con questa estensione del ragionamento, che tiene conto sia del raggio ionico sia dei fenomeni di associazione, si può dare una esauriente interpretazione, in un certo senso anche quantitativa, delle deviazioni dall'andamento previsto in prima approssimazione, e cioè che la conducibilità Λ sia funzione lineare di $\sqrt{\gamma}$.

2. — Dato che i risultati sperimentali per frequenze molto basse sono interpretabili, come si è riportato, nelle due deviazioni caratteristiche, e che per frequenza quasi nulla si è già avuta una buona verifica della teoria di DEBYE, noi abbiamo voluto vedere le deviazioni che si hanno, procedendo per concentrazioni più elevate, nel campo di frequenze più alte. In primo luogo è necessario estendere appunto in questo campo, e cioè per $\omega = 2\pi\nu \neq 0$ le considerazioni relative alla presenza di un raggio non trascurabile dell'ione. Ora nel campo nel quale può considerarsi $\nu = 0$ secondo la teoria dell'ione puntiforme, il potenziale che l'ione ha rispetto al suo intorno è dato da $u = -e\gamma/D$; quando, invece, si considera un ione di raggio a , si dimostra che il potenziale assume il valore $-e\gamma/D(1 + \gamma a)$ e quindi diminuisce (a parità di concentrazione $\gamma = \text{cost}$) con l'aumento delle dimensioni dell'ione. Se per un dato soluto aumenta la concentrazione, e cioè γ , l'unità al crescere di γ diventa praticamente trascurabile rispetto ad $a\gamma$, e conseguentemente l'azione elettrostatica, che produce appunto la presenza di questo potenziale u , risulta per grandi concentrazioni costante. Si può anche dire che l'esistenza di a , e cioè di un raggio ionico, praticamente, agisce come una diminuzione del valore di γ e cioè della concentrazione; quindi le deviazioni che si hanno per Λ , e preci-

samente valori maggiori di quelli calcolati e con deviazioni crescenti con l'aumento della concentrazione, possono spiegarsi ammettendo la presenza di un raggio ionico. In tal modo si ha la possibilità d'interpretare i due andamenti di Λ : quello verso l'alto è dipendente dalle dimensioni dell'ione, e quello verso il basso è dipendente dall'associazione degli ioni.

Stabiliti questi punti fondamentali, noi abbiamo voluto ricercare se nel campo delle alte frequenze vi fosse un comportamento analogo a quello già riscontrato nella zona delle frequenze quasi nulle: si è usato per la misura della conducibilità ad alta frequenza un metodo già proposto da SACK e collaboratori. Lo schema è riportato in fig. 1. In O è un oscillatore Hartley con $\omega = 4,47 \cdot 10^7 \text{ sec}^{-1}$. Volendo seguire più particolarmente l'andamento delle

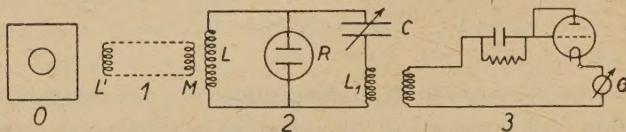


Fig. 1.

correnti che circolano nei due circuiti, partendo dal principio (che si è verificato ammissibile sperimentalmente) che l'oscillatore O non risente praticamente, data la sua potenza, della presenza degli altri circuiti ad esso accoppiati, si può dire che l'oscillatore O influenza il circuito 1, che ha una piccolissima resistenza r' ed ha una autoinduzione L' ; la differenza di potenziale Q indotta da O sulla prima autoinduzione L' produce una certa corrente i' nel primo circuito e l'intensità di questa corrente è data da:

$$Q = L' \omega i' + r'i' + M\omega i,$$

dove M è la mutua fra i circuiti 1 e 2, poichè questa corrente i' induce una corrente i nel circuito 2, e la differenza di potenziale che compare nel primo per questa corrente i evidentemente è data da $M\omega i$. Nel secondo circuito vi è una autoinduzione L ed al di là di L vi sono due rami, uno con la resistenza elettrolitica R e l'altro con capacità C ed autoinduzione L_1 . La corrente totale che circola nel secondo circuito è i e quelle che circolano rispettivamente nei due rami sopradetti sono i_1 e i_2 . Si misura la corrente i_2 mediante la corrente che esso induce nel circuito 3 nel quale è disposto un rettificatore a diodo ed un apparecchio di misura G .

Nel secondo circuito ⁽³⁾ si ha la seguente relazione:

$$M\omega i' + L\omega i + ri = \Delta V,$$

⁽³⁾ La resistenza ohmica-picolissima del ramo L_1 , C è indicata da r_1 , e l'autoinduzione e la capacità piccolissima del ramo R sono indicate da L' e C' .

dove ΔV è la differenza di potenziale relativa ai due rami del secondo circuito. Si può ritenere che ΔV sia dato dalla corrente i_1 come dalla corrente i_2 . Bisogna tener presente che in prima approssimazione i_1 è reattiva, mentre i_2 è ohmica:

$$i_1 = \frac{\Delta V}{\sqrt{r_1^2 + \left(L_1\omega - \frac{1}{C\omega}\right)^2}} \operatorname{sen}(\omega t - \varphi_1);$$

$$i_2 = \frac{\Delta V}{\sqrt{R^2 + \left(L'\omega - \frac{1}{C'\omega}\right)^2}} \operatorname{sen}(\omega t - \varphi_2).$$

Qui, per brevità, non si riportano tutti i passaggi relativi al calcolo delle due i_1 e i_2 , perchè è molto più semplice operare mediante una taratura empirica.

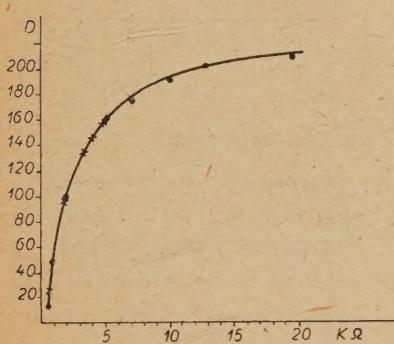


Fig. 2.

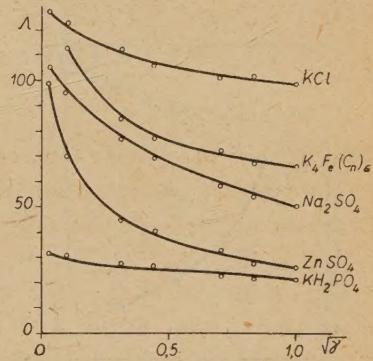


Fig. 3.

rica, e cioè ponendo nel tratto della resistenza elettrolitica una serie di resistenze note, non elettrolitiche, e determinando così, volta per volta, il valore della deviazione che si riscontra nel circuito 3 di misura. In tal modo, e cioè, riportando sulle ascisse le resistenze note e sulle ordinate i valori delle deviazioni D (fig. 2) si ha una curva di taratura del dispositivo usato. Naturalmente l'andamento della curva, ed in particolare la sua derivata rispetto a R , dipende dai valori che si hanno per L_1 , M , r nei vari circuiti, e si è visto empiricamente, in modo particolare dal valore della mutua M di accoppiamento. Dalla curva di taratura si può allora, data una certa deviazione D , trovare un valore della resistenza posta nel ramo R .

Come abbiamo detto precedentemente, ci si è proposti in queste misure di ricercare le deviazioni dalla legge della radice quadrata per valori elevati della frequenza, qualora ci si allontani dalla zona di validità della legge di DEBYE, e cioè relativamente a concentrazioni più elevate, quando non può ritenersi nullo il raggio ionico, e quando l'associazione può far sentire la sua

influenza. Nel campo delle alte frequenze, com'è ben noto, si ha una variazione di resistenza in accordo con il valore ricavato dalla teoria di DEBYE, e le deviazioni dall'andamento a frequenza nulla si hanno per valori elevati del prodotto $\omega\Theta$, più particolarmente dell'ordine di 10; con valori della concentrazione tali che l'effetto dipendente dall'alta frequenza nelle misure che si

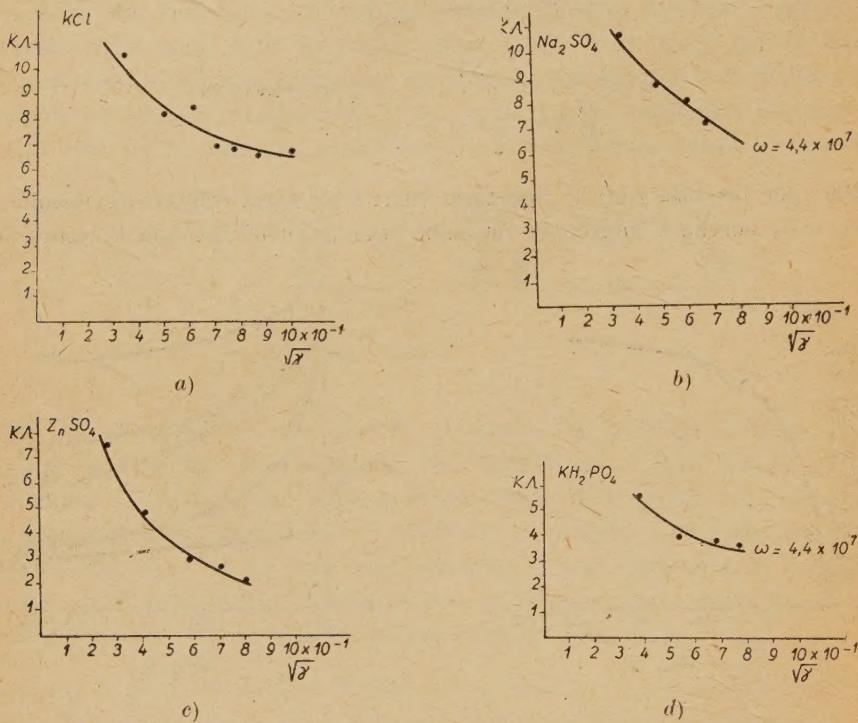


Fig. 4.

effettuano sia nullo, e precisamente (ricordiamo che Θ è inversamente proporzionale alla concentrazione) operando con concentrazioni elevate, si può essere sicuri che l'effetto di dispersione è praticamente nullo, e quindi le deviazioni che si riscontrano dalle misure fatte al ponte di KOHLRAUSCH debbono attribuirsi ad un effetto caratteristico dell'alta frequenza. In fig. 3 vi sono le curve relative ai risultati sperimentali ottenuti per Λ da vari autori, più o meno per lo stesso campo di variazione di concentrazione, con misure effettuate al ponte di KOHLRAUSCH (e cioè $\omega \sim 0$). Come vedesi, le deviazioni sia da $\Lambda = \text{cost}$ (legge valida se non ci fossero le azioni elettrostatiche), sia da $\Lambda = \Lambda_\infty - a\sqrt{\gamma}$ caratteristica della legge di DEBYE, sono da attribuire per i sali adoperati all'azione del raggio ionico almeno in prima approssimazione, perché le deviazioni riscontrate sono tutte nel senso di rendere l'azione elettrostatica quasi indipendente dalla concentrazione al crescere di questa. Più

specificamente i valori di a sono diversi a seconda dei vari sali della serie 1-1; 1-2; 2-2; precisamente $a=56,4$ per KCl, ed invece dell'ordine di 90 per Na_2SO_4 , e di 145 per ZnSO_4 e presumibilmente cresce ancora per KH_2PO_4 e $\text{K}_4\text{Fe}(\text{Cn})_6$; ora nessuna delle curve Λ di questi sali presenta al ponte di KOHLRAUSCH una pendenza maggiore di quella prevista; dunque si può dire che per questi predomina l'azione dipendente dal fatto che il raggio ionico è da considerare diverso da zero.

È ancora da osservare che la variazione percentuale di Λ nel caso più accentuato, e cioè per il ZnSO_4 , è di un terzo, e cioè per concentrazioni dell'ordine di $\sqrt{\gamma} = 1,0$ il valore di Λ si riduce ad un terzo di quello che si ha per diluizione infinita; negli altri casi è sempre minore.

Passando ora ai risultati ottenuti in alta frequenza, in fig. 4 e fig. 5 è riportata come ascissa $\sqrt{\gamma}$ e come ordinata la quantità $k\Lambda$, e cioè una quantità

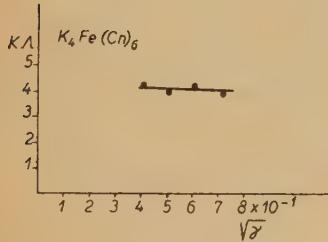


Fig. 5.

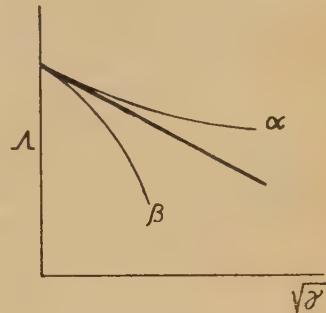


Fig. 6.

proporzionale alla conducibilità equivalente Λ . Le variazioni di $k\Lambda$ al variare di $\sqrt{\gamma}$ sono molto più grandi di quelle che si hanno per le misure al ponte di KOHLRAUSCH, come può chiaramente vedersi dalle curve della fig. 4 mentre ciò non si verifica per la fig. 5. Queste misure di conducibilità dimostrano che nell'intervallo di concentrazione sperimentato ($1 \rightarrow 10 \times 10^{-1} \sqrt{\gamma}$) per il quale non è misurabile l'effetto di dispersione di DEBYE-HÜCKEL l'andamento della conducibilità per 5 sali tipici (1-1; 1-2; 2-2; 1-3; 1-4) non corrisponde a quello che si ha a basse frequenze. Nella fig. 6 sono schematicamente riportati i due andamenti caratteristici, quello α dipendente dall'azione ionica, e quello β dipendente dall'azione dell'associazione.

Come vedesi, i due andamenti sono opposti, ed è interessante notare che con $\omega \sim 0$ in alcuni casi riportati nel libro di FALKENHAGEN per bassi valori di $\sqrt{\gamma}$ è notevole l'azione dell'associazione ⁽⁴⁾, mentre per valori più alti di $\sqrt{\gamma}$ incomincia a farsi sentire l'azione del raggio ionico. Ora una diver-

(4) È il caso dell'acido HIO_4 . Cfr. FALKENHAGEN, p. 293.

sità di comportamento di Λ al variare di $\sqrt{\gamma}$ da $\omega \sim 0$ a $\omega = 4,4 \cdot 10^7 \text{ sec}^{-1}$, può significare che queste due azioni hanno importanza diversa quando il campo elettrico agente cambia di frequenza.

Tenuto conto del fatto: 1) che il raggio ionico può essere influenzato nel suo valore dalla *solvatazione*, e che tale effetto può risentire l'azione di un campo elettrico rapidamente variabile; 2) che la associazione molecolare può essere anche essa influenzata dall'azione di un campo rapidamente variabile, si vede l'importanza che possono avere queste misure in alta frequenza. Da esse risulta che la variazione di Λ in questo campo di concentrazione è molto più grande di quella che si ha a bassa frequenza. L'andamento è nettamente uguale a quello che si riscontra quando comincia a farsi sentire l'influenza del raggio ionico, ma la variazione è maggiore ed ha andamento diverso. L'analogia dell'andamento può interpretarsi come dovuto alla stessa causa, e cioè influenza del raggio ionico, che, come già si è detto, sarebbe dipendente anche dalla solvatazione, ed è ammissibile ritenere che questo processo si ottenga con modalità diverse nella zona delle alte frequenze, e precisamente diventi in ultima analisi, al crescere della concentrazione, più efficace.

Ricerche ulteriori facendo uso di altre frequenze ed altri solventi potranno maggiormente lumeggiare il problema.

SUMMARY

Measures of conductivity in high frequency ($\omega = 4,47 \cdot 10^7 \text{ sec}^{-1}$) for 5 typical salts (1-1; 1-2; 2-2; 1-3; 1-4) show as Λ changes to the changing of $\sqrt{\gamma}$. Such change seems different from the ones which, for the same salts, have been obtained for $\omega \sim 0$. These results point to a different action of the ionic radius in the order of high frequencies.

Misure di conducibilità ad alte frequenze.

NOTA II

A. CARRELLI e L. RESCIGNO

Istituto di Fisica dell'Università di Napoli

(ricevuto il 16 Ottobre 1949)

Riassunto. — Sono state compiute misure di conducibilità in soluzioni a concentrazione costante di KCl di miscugli di glicerina-acqua e glucosio-acqua con viscosità variabile entro limiti molto estesi (fino a η circa 2). Queste misure sono state fatte con $\omega \sim 0$ e con $\omega = 4,47 \cdot 10^7 \text{ sec}^{-1}$. Risulta per i miscugli acqua-glicerina un leggero aumento del prodotto $\Lambda\eta$ per $\omega \sim 4,47 \cdot 10^7 \text{ sec}^{-1}$. Per i miscugli glucosio-acqua non è soddisfatta la relazione $\Lambda\eta = \text{cost.}$, in tutti e due i campi di frequenza.

Con lo stesso dispositivo descritto nella Nota I abbiamo determinato la conducibilità di soluzioni elettroliche acquose con concentrazione ionica totale costante, a cui sia stato in un caso aggiunta glicerina, ed in un altro caso glucosio, in modo da procedere nella misura della conducibilità con soluzioni sempre della stessa concentrazione ionica, ma con valori molto diversi per la viscosità. I valori della viscosità in queste soluzioni variano entro limiti molto ampi; e entro questo campo di variazioni di η molto più cospicuo noi abbiamo voluto verificare la relazione di WALDEN $\eta\Lambda = \text{cost.}$, ma procedendo per la misura di Λ con correnti ad alta frequenza. Il sale dissolto in questi miscugli sia di acqua-glicerina sia di acqua-glucosio è KCl, e la concentrazione usata, costante in tutte le misure, è dell'ordine di $5,0 \cdot 10^{-3}$. In base a questa concentrazione si può dunque ritenere che il valore di $1/k$ per le soluzioni usate è dato da: $1/k = 96,6 \cdot 10^{-8}/\sqrt{5} = 4,31 \cdot 10^{-8}$.

Il valore di Θ per il solvente acqua (e cioè un liquido per cui $\tau_i = 9 \cdot 10^{-3}$) se $\gamma = 10^{-3}$ ha il valore di $5,53 \cdot 10^{-8}$; dato che Θ è inversamente proporzio-

nale a $\sqrt{\gamma}$, per la concentrazione usata nel solvente acqua raggiunge il valore di $\Theta = 5,53 \cdot 10^{-8} / \sqrt{5} = 2,50 \cdot 10^{-8}$. Nel nostro caso η raggiunge per le soluzioni in acqua e glicerina anche il valore di 1,6, e circa 2 per le soluzioni in acqua e glucosio; il Θ relativo alle nostre soluzioni deve dunque essere moltiplicato per un fattore anche superiore a 10^2 , possiamo ritenere che si giunge a valori di Θ di circa $3 \cdot 10^{-6}$; poiché nel nostro caso l'oscillatore usato ha $v = 7 \cdot 10^6$, e quindi $\omega = 4,47 \cdot 10^7$, si vede che $\omega\Theta$ raggiunge il valore di $1,34 \cdot 10^2$. Questo valore è tale da mettere chiaramente in evidenza l'effetto DEBYE, e cioè una variazione delle conducibilità per alte frequenze; ma noi in queste misure non ci siamo preoccupati di misurare le conducibilità per basse e per alte frequenze, e poi fare un confronto fra le due misure, ma abbiamo trattato un altro problema.

Si è proceduto a misure distinte di Λ sia al ponte di KOHLRAUSCH sia in alta frequenza ottenendo nei due casi quantità proporzionali alle conducibilità nei due diversi campi di frequenza, avendo come variabile la viscosità della soluzione. Com'è noto la teoria moderna della conducibilità porta a ritenere che $\Lambda = \Lambda_\infty - \Lambda_I - \Lambda_{II}$ di cui Λ_I è connesso con l'effetto elettrostatico che dipende dalla frequenza, e Λ_{II} è connesso con l'effetto cataforetico che ne è indipendente. Tutti e due questi termini sono proporzionali a $\sqrt{\gamma}$. Ora la viscosità influenza Θ , e quindi il termine che riguarda l'effetto DEBYE, ma d'altra parte anche l'altro termine, e cioè quello che è connesso con l'effetto cataforetico.

Per il sale da noi adoperato, il KCl, i valori delle conducibilità sono rispettivamente $\Lambda_\infty = 130$, $\Lambda_I = 0,29$, $\Lambda_{II} = 0,505$ per $\gamma = 10^{-3}$; poiché Λ_I è proporzionale a $\sqrt{\gamma}$ come anche Λ_{II} , i valori precedenti devono essere moltiplicati per $\sqrt{5} = 2,23$; tutti e tre i termini sono inversamente proporzionali ad η ma $\Lambda_{I\omega}$ è dipendente da $\omega\Theta$ e quindi è funzione di η anche attraverso Θ , e precisamente nel nostro campo di variazione di Θ per cui $\omega\Theta$ raggiunge il valore 10^2 , dal valore riportato raggiunge un valore che è 0,2, circa il valore precedente. Quindi $\Lambda_{I\omega}$ non è più $0,29 \cdot 2,23 = 0,67$ ma $0,29 \cdot 2,23 \cdot 0,2 = 0,134$ quindi $\Lambda\eta$ deve crescere al variare di η e precisamente da 129,33 a 129,87, ma, come vedesi, deve crescere di poco, cioè non in maniera misurabile. Però v'è l'effetto cataforetico, e si pone il problema se in questo effetto dalle misure fatte, usando campi elettrici alternati di altissima frequenza, c'è da aspettarsi lo stesso valore della viscosità che si ha con le misure col tubo di POISEUILLE; evidentemente se si ha un valore diverso di η quando le particelle ioniche sono dotate di moti alternati di alta frequenza, questa diversità di η può risentirsi solo nell'intorno dell'ione fino ad una distanza di pochi diametri molecolari, al di là dei quali si deve ritenere che possa valere la legge solita per η . Il calcolo della forza cataforetica, che, com'è noto, è data da $-(eEx)/(6\pi\eta)$, si fa nell'ipotesi che la nube ionica cammini nel solvente come un tutto, e con la stessa legge con la quale cammina una sferetta

dello stesso diametro. Ma, se nel caso della conducibilità normale, quella che si misura a bassa frequenza, è ammesso che il coefficiente η è lo stesso di quello che si ha al POISEUILLE, ciò è giustificato dal fatto che si considera l'azione statica della nube ionica che crea un'atmosfera che circonda l'ione e che poi la frena nel suo moto. È interessante quindi ricercare quello che accade quando per l'azione di un campo elettrico rapidamente alternato questa nube ionica

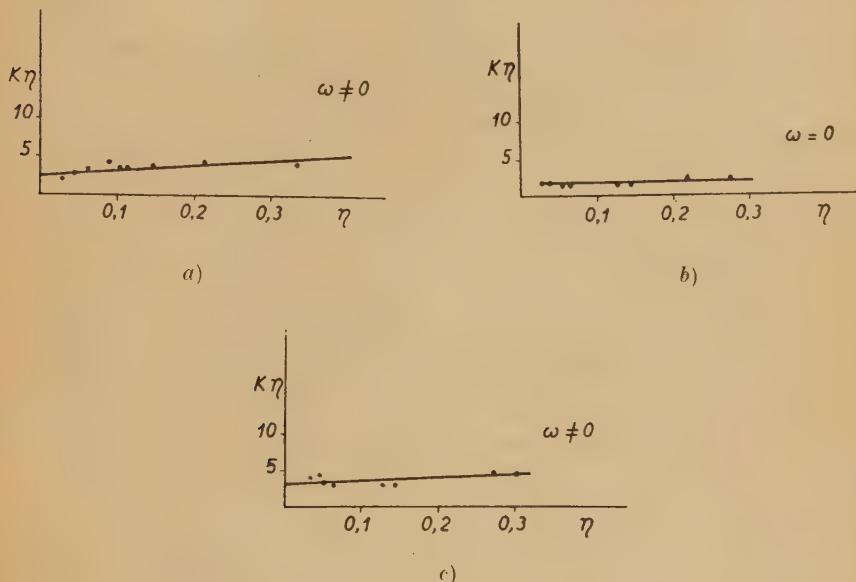


Fig. 1.

non ha la possibilità di formarsi perchè com'è noto con essa è connesso un certo «tempo di rilassamento».

Le misure fatte relativamente ai due miscugli sono riportate in fig. 1 e fig. 2. In fig. 1 si ha l'andamento di quantità proporzionale al prodotto $\Lambda\eta$ per le mescolanze di acqua e glicerina sia per $\omega = 0$ che per $\omega = 4,47 \cdot 10^{-7}$ e le misure in alta frequenza sono state fatte in due serie distinte di miscugli. Come vedesi vi è un leggero aumento del prodotto $\Lambda\eta$ al crescere di η (essendo i valori di η misurati in regime di POISEUILLE). Da tali risultati si ricava dunque che per i miscugli di aqua e glicerina, secondo quanto era prevedibile, la viscosità, che è misurata al capillare, non corrisponde a quella che si ha in misure di conducibilità ad alta frequenza.

In fig. 2 si riportano i risultati relativi alle misure in glucosio e acqua ed anche in questo caso le misure in alta frequenza sono state fatte relativamente a due serie distinte di miscugli; qui come vedesi si ha una diversità notevole

anche a frequenza nulla, il che dimostra che in tali miscele il moto degli ioni, evidentemente per una speciale struttura del liquido, non si effettua come il moto delle particelle nei solventi puri.

Ricerche mediante i raggi X potranno forse mostrare nella zona particolarmente anomala ($\eta = 0,05 \rightarrow 0,5$) il perchè di questo comportamento.

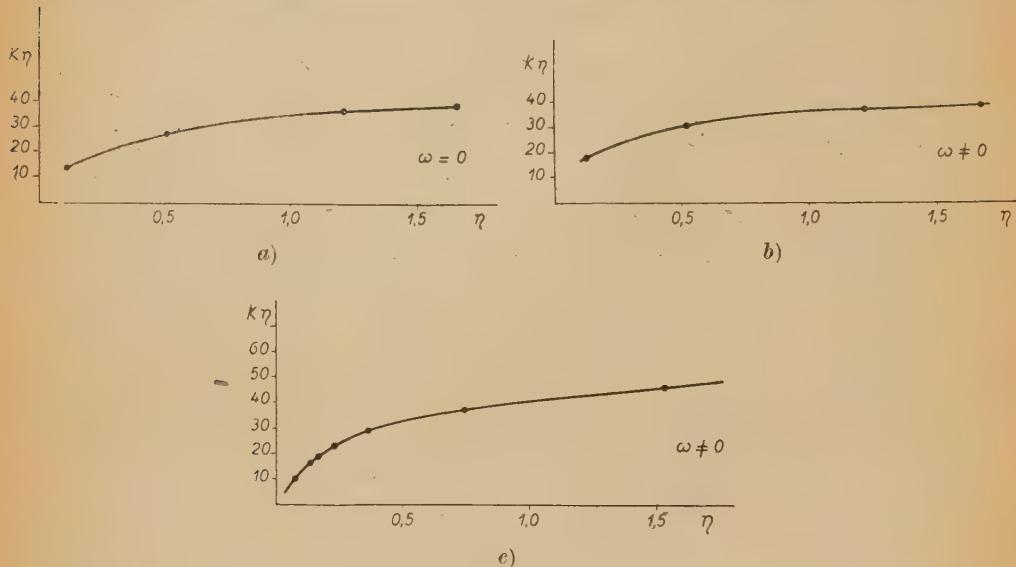


Fig. 2.

In ogni modo in questo caso però pare che non possa dirsi che vi sia un effetto dipendente dall'alta frequenza, come nel caso dei miscugli di acqua e glicerina.

SUMMARY

Measures of conductivity in solutions of constant concentration of KCl in mixtures of glycerine-water and glucose-water with variable viscosity have been performed between very large limits (until $\eta \sim 2$). These measures have been made with $\omega \sim 0$ and with $\omega = 4,47 \cdot 10^7 \text{ sec}^{-1}$. A light encreasing of the product $\Lambda\eta$ results for what concerns the mixtures of water-glycerine. The law $\Lambda\eta = \text{cost}$ is not true in both orders of frequencies, for the mixtures of glucose-water.

Sullo spettro mesonico sotto materiali densi.

P. BUDINI e G. POIANI

Istituto di Fisica dell'Università di Trieste

(ricevuto il 22 Ottobre 1949)

Riassunto. — Vengono studiate le trasformazioni che lo spettro della componente mesonica della radiazione cosmica subisce a partire dal livello del mare sotto materiali densi per effetto della perdita di energia per ionizzazione. A differenza di quanto si fa generalmente, la perdita di energia per ionizzazione viene considerata variabile in funzione dell'energia. Si discutono i risultati. Si assegnano i limiti di validità dei calcoli.

1. — Dato l'interesse che l'assorbimento della componente dura della radiazione cosmica presenta attualmente, sia per le informazioni che da esso e dalla forma dello spettro di tale componente si possono trarre sulla creazione dei mesoni, sia per le note anomalie che la radiazione cosmica presenta alle grandi profondità, riteniamo possa essere utile il prevedere, con l'esattezza che le attuali conoscenze teoriche e sperimentali permettono, quale contributo appor-tino i noti effetti di ionizzazione e di decadimento alle trasformazioni che subisce lo spettro di un fascio di mesoni attraversante un dato materiale.

Nel presente lavoro ci occuperemo appunto dell'assorbimento, dal livello del mare in poi, della componente dura della radiazione cosmica, che supporremo costituita prevalentemente da mesoni μ , tenendo conto della sola perdita di energia per ionizzazione. Questa, com'è noto, viene usualmente, nei calcoli, ritenuta costante, tranne in qualche caso limite alle basse energie (¹). Ora si vede facilmente che in tal modo si introduce un errore che può superare il 100 %, restando ancora entro intervalli di energia che possono interessare la ricerca sperimentale. Sarà pertanto utile cercare di studiare i risul-

(¹) L. JANOSSY: *Cosmic Rays* (Oxford, 1948), p. 126 e seg.

tati che si ottengono considerando le perdite di energia per ionizzazione, per quanto possibile prossime ai valori teorici più recenti che sembrano concordare con i dati sperimentali noti sull'argomento ⁽²⁾. Avendo noi trascurato l'effetto di decadimento, il risultato dei calcoli sarà applicabile ai soli materiali densi, entro i limiti discussi al n. 6.

2. – Lo spettro differenziale mesonico al livello del mare è ben noto attraverso i lavori di BLACKETT, JONES e WILSON ⁽³⁾, nell'intervallo energetico da 80 MeV a 15 GeV, e comporta un massimo intorno ai 500 MeV, seguito da un decremento che obbedisce ad una legge di potenze con esponente uguale a circa — 1,9.

Una curva rappresentativa dello spettro, tenente conto dei dati elaborati dai detti autori, è stata tracciata da Rossi ⁽⁴⁾; essa può venir abbastanza bene approssimata dalla funzione:

$$(1) \quad \mu(w, 0) = \alpha \frac{w^m}{\beta + w^n},$$

con:

$$\alpha = 3,03; \quad \beta = 3,35 \cdot 10^6; \quad m = 0,2; \quad n = 2,06,$$

ove w è l'energia cinetica misurata in MeV e $\mu(w, 0)$ è espressa in $\text{em}^{-1} \text{sec}^{-1}$ sterad $^{-1}$ MeV $^{-1}$.

Indichiamo con $\varepsilon(w)$ la perdita di energia per ionizzazione subita da un mesone di energia w in un g cm $^{-2}$. Tale funzione è stata studiata per vari materiali da BETHE e BLOCH ⁽⁵⁾ e corretta per l'effetto di densità da WICK ⁽⁶⁾ e da HARPER e HALL ⁽²⁾. Abbiamo approssimato la $\varepsilon(w)$ per il Pb mediante la funzione, di forma particolarmente adatta per i nostri calcoli:

$$(2) \quad \varepsilon(w) = a \frac{(1 + bw^{\gamma+1})^\delta}{w^\gamma},$$

con:

$$a = 14,7; \quad b = 10^{-3}; \quad \gamma = 0,65; \quad \delta = 0,455.$$

I valori teorici della $\varepsilon(w)$ quali ricavati dai lavori degli autori citati ⁽⁴⁾ sono confrontati con quelli corrispondenti, calcolati mediante la (2), nella tab. I, per w che va da 10 a 10⁵ MeV.

⁽²⁾ O. HARPER e H. HALL: *Phys. Rev.*, **73**, 477 (1948).

⁽³⁾ P. M. S. BLACKETT: *Proc. Roy. Soc., A*, **159**, 1 (1937); H. JONES: *Rev. Mod. Phys.*, **11**, 235 (1939); J. G. WILSON: *Nature*, **158**, 414 (1946).

⁽⁴⁾ B. ROSSI: *Rev. Mod. Phys.*, **20**, 537 (1948).

⁽⁵⁾ H. A. BETHE e M. S. LIVINGSTON: *Rev. Mod. Phys.*, **9**, 268 (1937).

⁽⁶⁾ G. C. WICK: *Nuovo Cimento*, **1**, 310 (1943).

TABELLA I.

w (in MeV) . . .	10	10^2	2×10^2	10^3	10^4	10^5
$\varepsilon(w)$ teorica . . .	3,20	1,22	1,16	1,24	1,69	1,88
$\varepsilon(w)$ dalla (2) . . .	3,36	1,20	1,15	1,27	1,59	2,01

3. — Sia ora $\mu(w, t)$ lo spettro differenziale mesonico alla quota t espressa in g cm⁻². Consideriamo lo strato infinitesimo $t, t + dt$; un mesone di energia w , che attraversi normalmente tale strato, perderà, per ionizzazione, l'energia $\varepsilon(w)dt$, e quindi, ove si trascurino le altre perdite, avrà al di là dello strato l'energia $w - \varepsilon(w)dt$. Poichè il numero di mesoni aventi energia compresa tra w e $w + dw$ alla quota t è dato, per ipotesi da $\mu(w, t)dw$, alla quota $t + dt$ questo stesso numero, ove si trascuri l'effetto del decadimento, sarà dato da: $\mu(w - \varepsilon dt, t + dt)d(w - \varepsilon dt)$. In altri termini dovrà essere:

$$\mu(w, t) = \left[\mu(w, t) - \frac{\partial \mu(w, t)}{\partial w} \varepsilon(w) dt + \frac{\partial \mu(w, t)}{\partial t} dt \right] \left(1 - \frac{\partial \varepsilon(w)}{\partial w} dt \right);$$

sviluppando e trascurando gli infinitesimi di ordine superiore, si ottiene che la $\mu(w, t)$ è regolata dall'equazione differenziale:

$$(3) \quad \frac{\partial \mu(w, t)}{\partial t} = \frac{\partial [\varepsilon(w)\mu(w, t)]}{\partial w}.$$

Poniamo ora:

$$v(w, t) = \varepsilon(w)\mu(w, t),$$

per cui la (3) diventa:

$$(3') \quad \frac{\partial v(w, t)}{\partial t} = \varepsilon(w) \frac{\partial v(w, t)}{\partial w};$$

la $v(w, t)$ dovrà soddisfare alle condizioni ai limiti:

$$(4) \quad v(w, 0) = \varepsilon(w)\mu(w, 0).$$

L'integrale generale della (3') è:

$$v(w, t) = F \left[t + \int \frac{dw}{\varepsilon(w)} \right],$$

con F funzione arbitraria da determinarsi mediante la condizione al limite (4).

Si ponga ora:

$$(5) \quad u(w) = \int \frac{dw}{\varepsilon(w)} = \frac{(1 - bw^{\gamma+1})^{1-\delta}}{ab(1 + \gamma)(1 - \delta)},$$

dalla quale si ottiene:

$$(6) \quad w = \{ b^{-1}[ab(1 + \gamma)(1 - \delta)u]^{(1-\delta)^{-1}} - b^{-1} \}^{(r+1)^{-1}} = \theta(u).$$

Allora dovrà essere:

$$\nu(w, 0) = \varepsilon(w)\mu(w, 0) = F(u),$$

e, sostituendo le (1) e (2) al posto di $\mu(w, 0)$ e $\varepsilon(w)$:

$$F(u) = a \frac{(1 + b\theta^{r+1}(u))^\delta}{\theta^r(u)} \cdot \frac{\alpha\theta^m(u)}{\beta + \theta^n(u)};$$

resta così determinata la forma della F .

Avremo in definitiva:

$$(7) \quad \mu(w, t) = F(t + u) = \frac{\nu(w, t)}{\varepsilon(w)} = \frac{\varphi(w, t)\psi(w, t)}{\varepsilon(w)},$$

con:

$$\begin{aligned} \varphi(w, t) &= \alpha \frac{\theta^m(t + u)}{\beta + \theta^n(t + u)}, \\ \psi(w, t) &= a \frac{[1 + b\theta^{r+1}(t + u)]^\delta}{\theta^r(t + u)}. \end{aligned}$$

L'espressione di queste due ultime funzioni è ottenuta sostituendo ad $u(w)$ il suo valore dato dalla (5). Si ottiene allora:

$$(8) \quad \varphi(w, t) = \frac{\alpha \{ b^{-1}[ab(1 + \gamma)(1 - \delta)t + (1 + bw^{r+1})^{1-\delta}]^{(1-\delta)^{-1}} - b^{-1} \}^{m/(r+1)}}{\beta + \{ b^{-1}[ab(1 + \gamma)(1 - \delta)t + (1 + bw^{r+1})^{1-\delta}]^{(1-\delta)^{-1}} - b^{-1} \}^{n/(r+1)}},$$

$$(9) \quad \psi(w, t) = \frac{a[ab(1 + \gamma)(1 - \delta)t + (1 + bw^{r+1})^{1-\delta}]^{\delta/(1-\delta)}}{\{ b^{-1}[ab(1 + \gamma)(1 - \delta)t + (1 + bw^{r+1})^{1-\delta}]^{(1-\delta)^{-1}} - b^{-1} \}^{n/(r+1)}}.$$

Ricorrendo alla funzione ausiliaria:

$$(10) \quad \chi(w, t) = [ab(1 + \gamma)(1 - \delta)t + (1 + bw^{r+1})^{1-\delta}]^{(1-\delta)^{-1}},$$

l'espressione dello spettro differenziale mesonico, alla profondità t , risulta

$$(11) \quad \mu(w, t) = \frac{\alpha w^r \chi^\delta(w, t) [b^{-1}(\chi(w, t) - 1)]^{m/(r+1)}}{(1 + bw^{r+1})^\delta \left[\frac{1}{b} (\chi(w, t) - 1) \right]^{r/(r+1)} \{ \beta + [b^{-1}(\chi(w, t) - 1)]^{n/(r+1)} \}}.$$

4. – Per la valutazione grafica del risultato ottenuto non è necessario sviluppare il calcolo indicato dalla formula (11); si può, più semplicemente, arrivare ad essa con la seguente osservazione. L'espressione risolutiva (11) non è

altro, come si è visto, che la (7) in cui sono state specificate le funzioni $\varphi(w, t)$ e $\psi(w, t)$. Ma queste, ricorrendo alla funzione ausiliaria $\chi(w, t)$, hanno la forma:

$$\varphi(w, t) = \frac{\alpha \{ b^{-1}[\chi(w, t) - 1] \}^{m/(\gamma+1)}}{\beta + \{ b^{-1}[\chi(w, t) - 1] \}^{n/(\gamma+1)}},$$

$$\psi(w, t) = \frac{a[\chi(w, t)]^\delta}{\{ b^{-1}[\chi(w, t) - 1] \}^{\gamma/(\gamma+1)}},$$

che è la stessa delle funzioni $\mu(w, 0)$ e $\varepsilon(w)$ in cui al posto della variabile w si sia posta la nuova variabile:

$$(13) \quad w' = \{ b^{-1}[\chi(w, t) - 1] \}^{(\gamma+1)^{-1}}.$$

Allora, per la determinazione dello spettro mesonico alla profondità t , basterà valutare, per ogni w , il corrispondente valore della nuova variabile w'

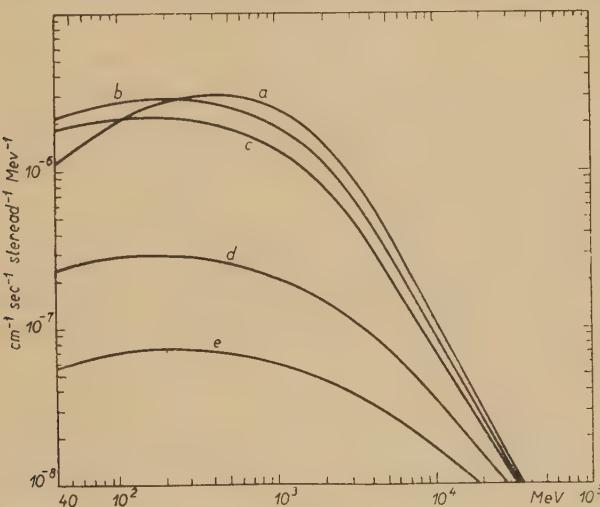


Fig. 1.

e con questo ultimo valore ricercare, nelle curve rappresentanti la $\mu(w, 0)$ e $\varepsilon(w)$, i valori assunti dalla $\varphi(w, t)$ e rispettivamente dalla $\psi(w, t)$ e porli nella (7).

Osserviamo che questo metodo non è vincolato alla particolare forma dello spettro al livello del mare, il che permette di evitare l'uso della (1) e degli errori con essa introdotti.

I risultati grafici così ottenuti sono stati riportati nella fig. 1. In questa la curva a rappresenta lo spettro differenziale mesonico al livello del mare come riportato da ROSSI (2); le curve b , c , d , e , rappresentano il suddetto spettro sotto $5 \cdot 10^2$, 10^3 , $5 \cdot 10^3$, 10^4 , g cm^{-2} di Pb rispettivamente.

Osserviamo che qualora fosse $\varepsilon(w)$ indipendente da w , come spesso si assume, lo spettro $\mu(w, t)$ non subirebbe alterazioni nella forma al variare di t .

ma come noto, per un dato t , si otterrebbe semplicemente dallo spettro per $t = 0$ mediante una traslazione fatta parallelamente all'asse delle w , di ampiezza εt . Nel nostro caso invece si osserva, col crescere di t : 1) un appiattimento dello spettro alle medie ed elevate energie; 2) uno spostamento della posizione del massimo dello spettro verso le basse energie fino ad una posizione limite $w \approx 100$ MeV per t molto grande.

Il primo effetto si può spiegare col fatto che $\varepsilon(w)$ cresce coll'energia alle alte energie.

Il secondo col fatto che negli strati iniziali vengono arrestati i mesoni di bassa energia relativi alla prima parte dello spettro; e questo spiega lo spostamento del massimo. Successivamente, quando è interessata la porzione dello spettro che obbedisce alla legge di potenze, il crescere di $\varepsilon(w)$ col diminuire di w alle basse energie, che agevola il frenamento dei mesoni più lenti, determina la produzione e l'assestamento del massimo in una posizione di equilibrio.

5. - Come già detto, abbiamo supposto che l'assorbimento dei mesoni nei materiali densi sia esclusivamente dovuto a perdita di energia per ionizzazione. Può esser utile il valutare grossolanamente fino a quale limite una tale approssimazione sia valida.

Come noto, altra importante causa di assorbimento della componente dura è dovuta alla disintegrazione dei mesoni. Si dimostra che il fattore per il quale si deve moltiplicare lo spettro mesonico $\varphi(w, t)$ per tener conto dell'effetto di decadimento, prendendo per $\varepsilon(w)$ delle forme asintotiche approssimate citate dal JANOSY (1), è dato da:

$$f = \left(\frac{w}{w + \varepsilon t} \right)^{\mu_0 c^2 / \epsilon \tau_0 \varepsilon d}, \quad \text{per le alte energie } (w \gg 10^2 \text{ MeV}),$$

e da:

$$f' = \exp \left\{ - \frac{\Delta(w, t)}{3\varepsilon c^2 \mu_0^3 \tau_0^3 d} \right\}, \quad \text{per le basse energie } (w < 10^2 \text{ MeV}),$$

con:

$$\Delta(w, t) = [(w + \varepsilon t)^2 + 2\mu_0 c^2 (w + \varepsilon t)]^{3/2} - (w^2 + 2\mu_0 c^2 w)^{3/2},$$

dove d è la densità del mezzo, μ_0 e τ_0 sono la massa di riposo e la vita media del mesone rispettivamente.

Sostituendo i valori numerici si vede che alle alte energie è da ritenersi trascurabile la correzione dovuta al decadimento per tutti i materiali densi per qualsiasi profondità praticamente raggiungibile: soltanto per l'acqua a grande profondità (1 000 metri) il fattore f assume un valore minimo di $\sim 0,95$ (f rimane sempre minore di 1); dimostrando così che l'influenza del decadimento incomincia a farsi sentire.

Per le basse energie ($40 \text{ MeV} < w < 100 \text{ MeV}$) si trova $0,99 < f' < 1$ per i materiali densi come Pb e Fe quando sia $t < 500 \text{ g cm}^{-2}$. Per l'acqua invece tale fattore acquista un valore minimo di $\sim 0,9$ quando t sia dell'ordine di 150 g cm^{-2} .

Considerazioni più precise sull'effetto della disintegrazione dei mesoni verranno esposte in un prossimo lavoro.

6. — I risultati da noi ottenuti valgono per il Pb in quanto ci siamo riferiti alla $\varepsilon(w)$ relativa al Pb, ma per le considerazioni svolte si possono facilmente estendere ad altri materiali entro i limiti di validità sopra discussi. Risulta infatti dalle formule di BETHE e BLOCH⁽³⁾ che nel passare da un materiale all'altro ha preponderante influenza sull'espressione della perdita d'energia per

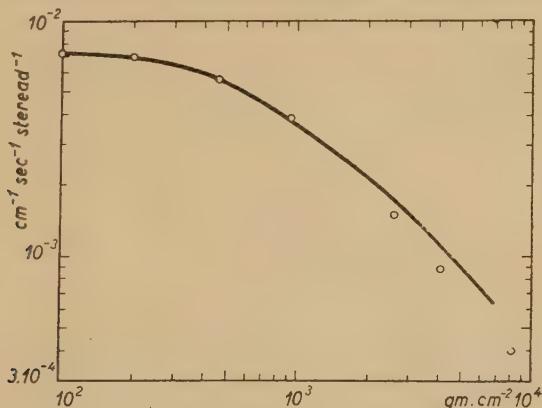


Fig. 2.

ionizzazione il fattore moltiplicativo $Z.A$. Si ha così che nel nostro caso, per passare ad altri materiali sarà, in prima approssimazione, sufficiente cambiare il valore di a nella espressione (2). Tenendo conto anche dell'effetto di densità, i valori più appropriati di a per il Fe, C e H₂O sono:

$$a_{\text{Fe}} = 19,3 ,$$

$$a_{\text{C}} = 23,1 ,$$

$$a_{\text{H}_2\text{O}} = 25,7 .$$

Per il resto si potrà procedere come sopra esposto.

7. — È manifesto che:

$$(14) \quad \int_0^\infty \mu(w, t) dw = I_\varepsilon(t)$$

rappresenta l'intensità mesonica verticale da attendersi, nelle nostre ipotesi, in funzione della profondità t dal livello del mare in giù. Misure di intensità verticale della componente dura sotto materiali densi sono state eseguite da EHMERT, WILSON e CLAY (⁷), i dati ottenuti sono riportati in fig. 2, in funzione di spessori equivalenti, ai fini dell'assorbimento, d'aria, normalizzando il punto in corrispondenza di 92 g cm^{-2} (vedi Rossi (⁴)). Nello stesso grafico abbiamo riportato per il confronto la curva ottenuta in base al calcolo dell'integrale (14) dopo aver avuto cura di trasformare gli spessori di Pb in spessori equivalenti d'aria, e normalizzando la (14) all'intensità verticale al livello del mare.

Ringraziamo il prof. N. DALLAPORTA per l'interesse col quale ha seguito il presente lavoro, e per le utili discussioni avute.

(⁷) A. EHMERT: *Zeits. f. Phys.*, **106**, 751 (1937); V. C. WILSON: *Phys. Rev.*, **53**, 337 (1938); J. CLAY: *Rev. Mod. Phys.*, **11**, 134 (1939).

SUMMARY.

The absorption of the meson component of the cosmic radiation in dense materials, is, as known, due principally to ionization losses. These usually are considered as constant; in this way, when reasonable energy intervals are involved, appreciable errors are introduced. In the present paper the spectrum of the meson component under thick layers of dense materials are calculated considering the ionization loss as function of energy, following the results of O. HARPER and H. HALL (*Phys. Rev.*, **73**, 477 (1948)). For this purpose approximate functions are used. The WILSON spectrum shows a flattening with increasing absorber thickness accompanied by a shift of the position of the maximum towards the low energy band, in the first layers, reaching a limit position for larger thicknesses, as shown in fig. 1.

Nuclear Disruptions in the Stratosphere.

M. SCHEIN and J. J. LORD

Department of Physics University of Chicago - Chicago, Ill.

(received on November 17th, 1949)

Summary (*). — The Authors report some examples of nuclear disruptions obtained in very sensitive photographic plates in the stratosphere through the use of free balloons.

The production of nuclear interactions in very sensitive photographic plates has been investigated in the stratosphere through the use of free balloons. Photographic plates (Eastman (¹) NTB-3, Ilford (²) G-5, and Kodak (³) NT-4) 200 microns in thickness were employed, which provided measurable tracks even for particles having an ionization energy loss corresponding to the minimum value for singly charged particles.

The following examples of nuclear interactions were selected principally to show the various modes of nuclear disruptions involving several or many particles with an ionization energy loss close to the minimum value. They were selected from a total of 550 stars largely obtained at an altitude of 95 000 feet. The pictures of these examples were made by projecting the image of silver grains in the photographic emulsions through a microscope and onto a piece of drafting paper. A total magnification between 1 200 and 2 000 was used depending upon the size of the event in the emulsion. As

(*) (*Care of the Editors.*)

(¹) Plates kindly provided by Dr. J. SPENCE.

(²) Plates kindly provided by Dr. C. WALLER.

(³) Plates kindly provided by Drs. R. H. HERZ and R. W. BERIMAN.

each grain of a track was brought into focus, its outline was traced onto the drafting paper.

Description of selected events.

1. — Figs. 1 and 2 demonstrate the sensibility of the emulsions. Fig. 2 shows a case in which a μ -meson stops in the emulsion, where it decays with the emission of an electron. The electron track extends 1000 microns through the emulsion, finally passing into the glass backing of the plate. The grain density, 0.27 grains per micron, is constant along the complete range, and this corresponds to approximately the minimum value for the energy loss in this plate. Small angle scattering measurements show that the electron had a momentum of 50 ± 10 MeV/c.

2. — In Fig. 2 is shown a hammer track which differs from the familiar examples found in photographic plates (⁴) in that the decay electron track is visible. The event, according to the usual interpretation (⁵), would be the ejection of a Li^8 nucleus in a nuclear disintegration in which three other tracks, A, B, and C were also emitted. After stopping in the emulsion, the Li^8 nucleus decays with the emission of an electron, visible in Fig. 2, to form Be^8 . The Be^8 then immediately (10^{-21} sec.) breaks up into two alpha particles traveling in approximately opposite directions, as is shown in Fig. 2. The electron track is of a grain density corresponding to minimum ionization, which is in conformity with the rather high average energy for this beta decay process. Of the seven hammer tracks observed thus far, three cases were found in which the decay electron was visible.

3. — Fig. 3 shows a nuclear encounter involving 14 visibly ionizing particles. Track A, close to minimum ionization, is interpreted as the incident particle, since in line with it and on the other side of the center of the star, are nine other tracks close to minimum ionization in a bundle of angular width 27° . Three heavy tracks, B, C, and D are low energy evaporation nucleons, and the short, heavy track, E, almost completely obscured by D, is most likely a recoil fragment. Since such a considerable energy was lost

(⁴) G. OCCHIALINI and C. F. POWELL: *Nature*, **159**, 93 (1947).

(⁵) R. F. CHRISTY, E. R. COHEN, W. A. FOWLER, C. C. LAURITSEN and T. LAURITSEN: *Phys. Rev.*, **72**, 698 (1947).

by the incident particle in this nuclear encounter, and only four heavily ionizing tracks occurred, it is most likely that this event represents a collision with one of the lighter atoms of the emulsion, such as Carbon, Oxygen, or Nitrogen.

4. – Fig. 4 shows a large nuclear encounter involving 45 tracks due to ionizing particles. Track *A* of minimum ionization is interpreted as the incident particle in consideration of the distribution of the 18 minimum ionization tracks involved in the interaction. One of the heavier, short tracks, *B*, near the end of its range, divides into two short tracks and could be either due to collision with a proton in the emulsion, or a hammer track.

5. – The microprecision drawing of Fig. 5 shows a star, having a total of 43 prongs, of which 28 are tracks at minimum ionization. From the manner in which the tracks of minimum ionization are distributed the one marked, *A*, is interpreted as due to the incident particle causing the nuclear interaction. The arrows, *B* and *C*, point to two regions in which tracks of minimum ionization are grouped in bundles.

6. – In Fig. 6 an event is shown in which four tracks of minimum ionization are grouped together in a narrow bundle of angular width, 2.1° . Two other minimum ionization tracks, *B* and *C*, are also emitted, but at the much larger angles of 35° and 30° respectively, as measured from the narrow bundle of tracks. Track *A*, directly opposite the narrow bundle, is of interest, since it has a grain density corresponding to an ionization four times the minimum for singly charged particles. This, then, corresponds to the minimum ionization for a doubly charged particle, so that track *A* is interpreted as a high energy alpha particle, which causes the resulting nuclear interaction. At minimum ionization the alpha particle would have an energy in excess of 3 GeV. This is greater than the minimum energy required for an alpha particle to penetrate the magnetic field of the earth. (The cut-off energy, due to the earth's magnetic field, for an alpha particle at 56° N magnetic latitude is 1.3 GeV).

7. – The nuclear interaction in Fig. 7 is represented by 29 tracks of the ionizing particles, and of these, 16 are tracks of minimum ionization. Track *A* of minimum ionization, is interpreted as the incident particle causing the interaction. The other tracks of minimum ionization are distributed in a manner quite different from a uniform distribution about an axis defined by track *A*. As shown in Fig. 7, most of them go in the general direction of the arrow, *C*.

A very heavy fragment, B , is also emitted, which stops, after traversing 62 microns of emulsion. At the beginning the track is 1.2 microns in diameter and thins down continuously to approximately .6 microns at the end. From the thin down length the nuclear charge, Z , is estimated to be close to 11. If the initial velocity of the fragment is equal to the velocity of an electron in its K orbit, then the transverse momentum of the fragment is approximately 1 GeV/c.

Since the total momentum of the tracks of minimum ionization appears to have a rather pronounced component in the direction transverse to A , the heavy fragment is the only visible track, responsible for the conservation of momentum in the transverse direction.

8. – In the nuclear disintegration of Fig. 8 there are involved a total of 35 tracks, produced by charged particles in a plate located vertically, as indicated on the drawing. Nine of these tracks have an ionization energy loss, which, for protons, corresponds to energies somewhat uniformly distributed between 80 and 340 MeV. This event is of interest, since there are no tracks of minimum ionization, although the total number of tracks indicates a large interaction energy. The momentum, due to each particle producing a visible track, can be only roughly estimated in most cases, and for this event, the vector sum of momenta for all of the tracks is quite small in comparison to the arithmetical sum of the momenta.

Of course, minimum ionization tracks could escape detection, if they made very steep angles with the surface of the emulsion, but any grouping of minimum ionization tracks, such as in Fig. 3, would in part be detected, however steep the angle of the incident particle. An examination of the various tracks leads to the conclusion that none of them could satisfy the conditions necessary to be considered the incident particle. It is then probable that the star shown in Fig. 3 was produced by a neutral particle of mass 10 to 15 times heavier than that of a neutron. Such a particle colliding with one of the nuclei of the emulsion could give rise to a nuclear disruption in which a large amount of energy (about $2 \cdot 10^9$ eV) is liberated without being accompanied by the ejection of relativistic particles in the direction of the incident ray.

Characteristics of stars.

The characteristics of the stars used for this analysis are given in Fig. 9. Curve A shows the number of stars with more than n prongs as a function of n . In examining the number of minimum ionization tracks involved only

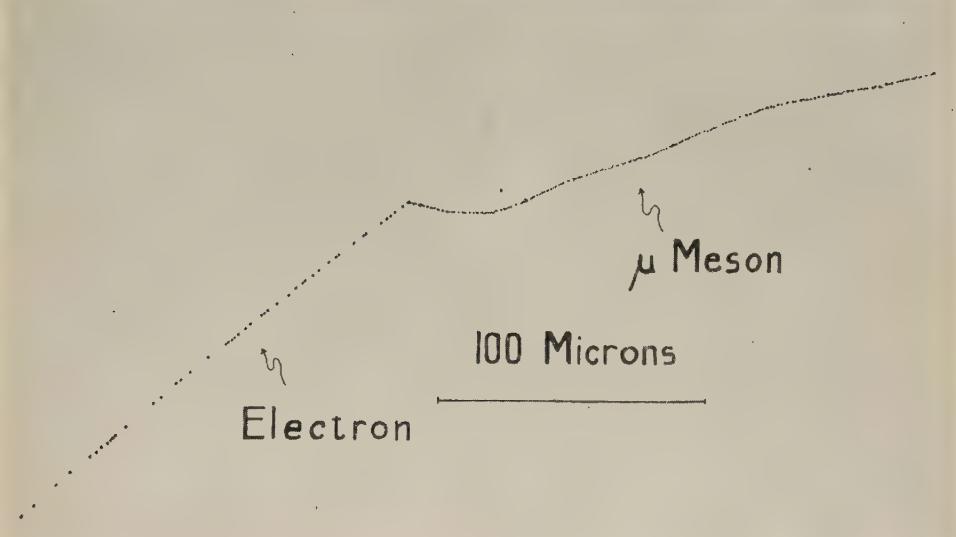


Fig. 1. - Microprojection drawing from Kodak NT-4 plate exposed at a maximum altitude of 85 000 feet.

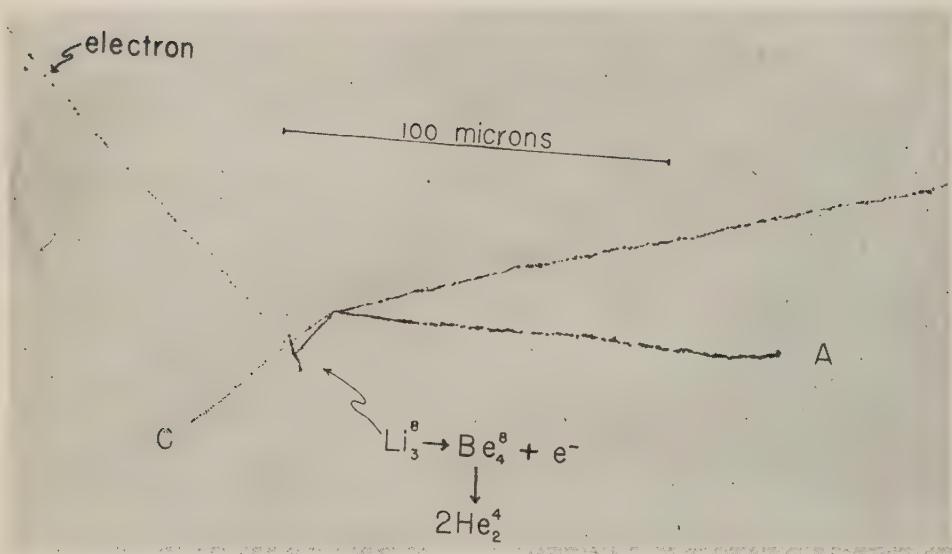


Fig. 2. — Microprecision drawing from Eastman NTB-3 plate exposed at a maximum altitude of 85 000 feet.

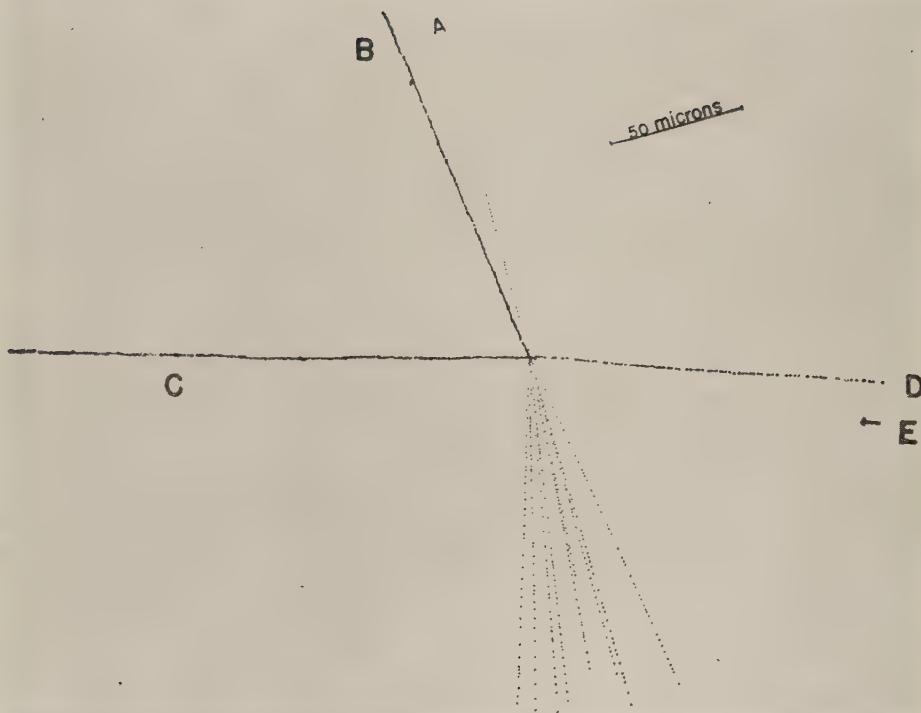


Fig. 3. — Microprojection drawing from Ilford G-5 plate exposed at a maximum altitude of 95000 feet.

M. SCHEIN and J. J. LORD

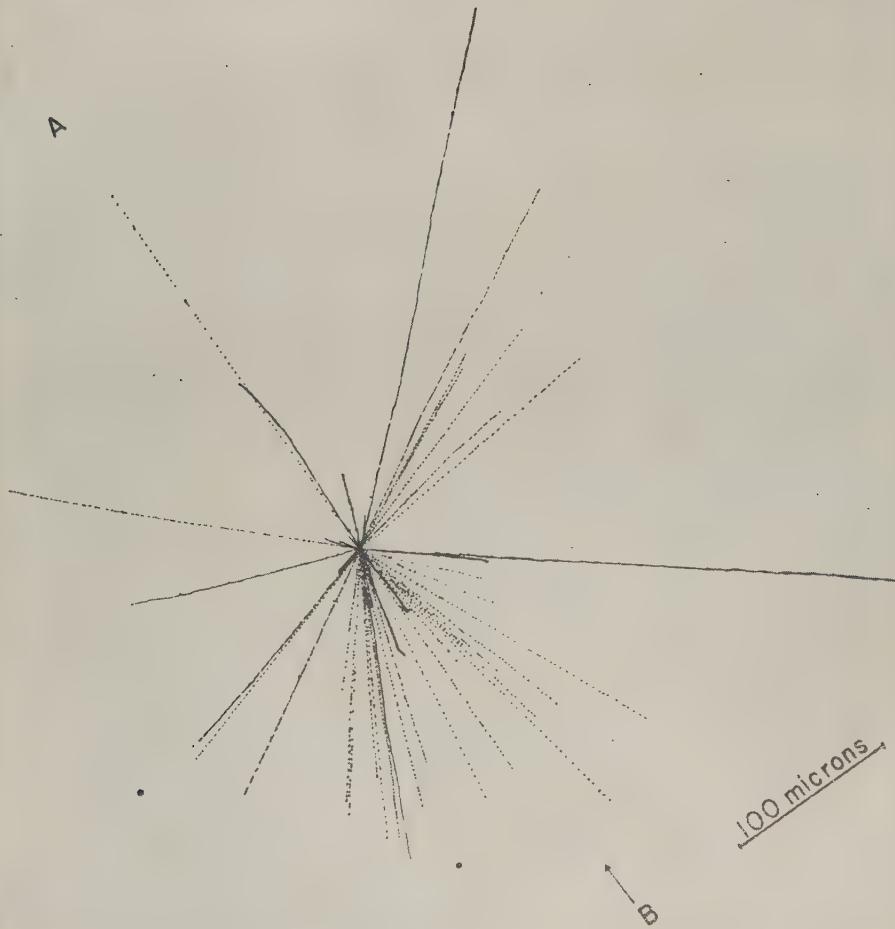


Fig. 4. - Micropagination drawing from Ilford G-5 plate exposed at a maximum altitude of 95 000 feet.

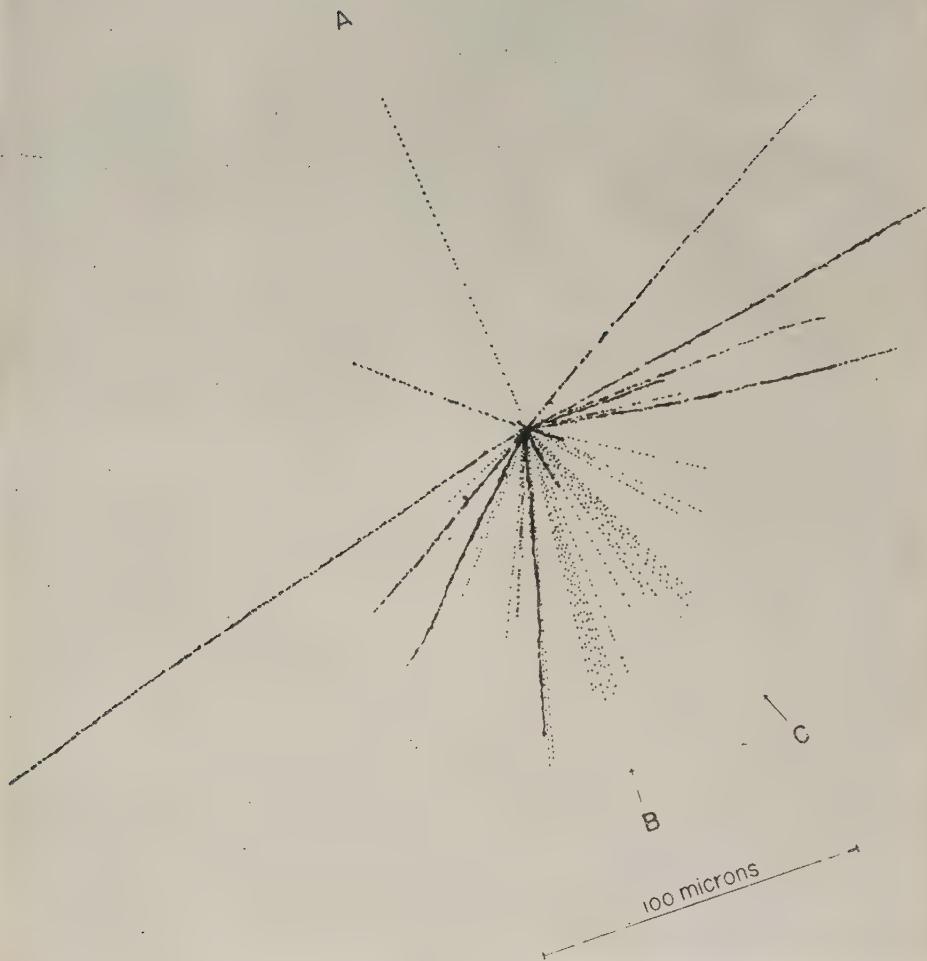


Fig. 5. — Micropoint drawing from Kodak NT-4 plate exposed at a maximum altitude of 95 000 feet.

M. SCHEIN and J. J. LORD

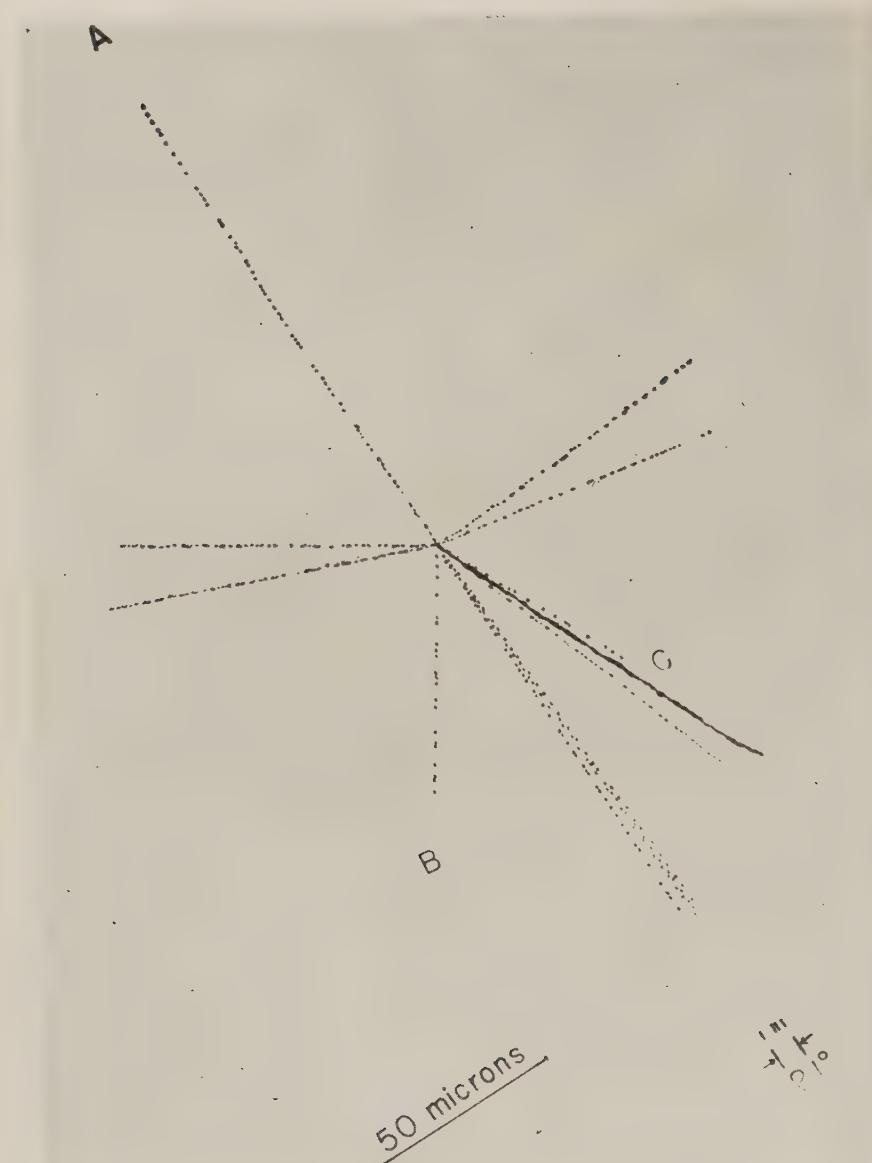


Fig. 6. — Micropagination drawing from Kodak NT-4 plate exposed at a maximum altitude of 95 000 feet.

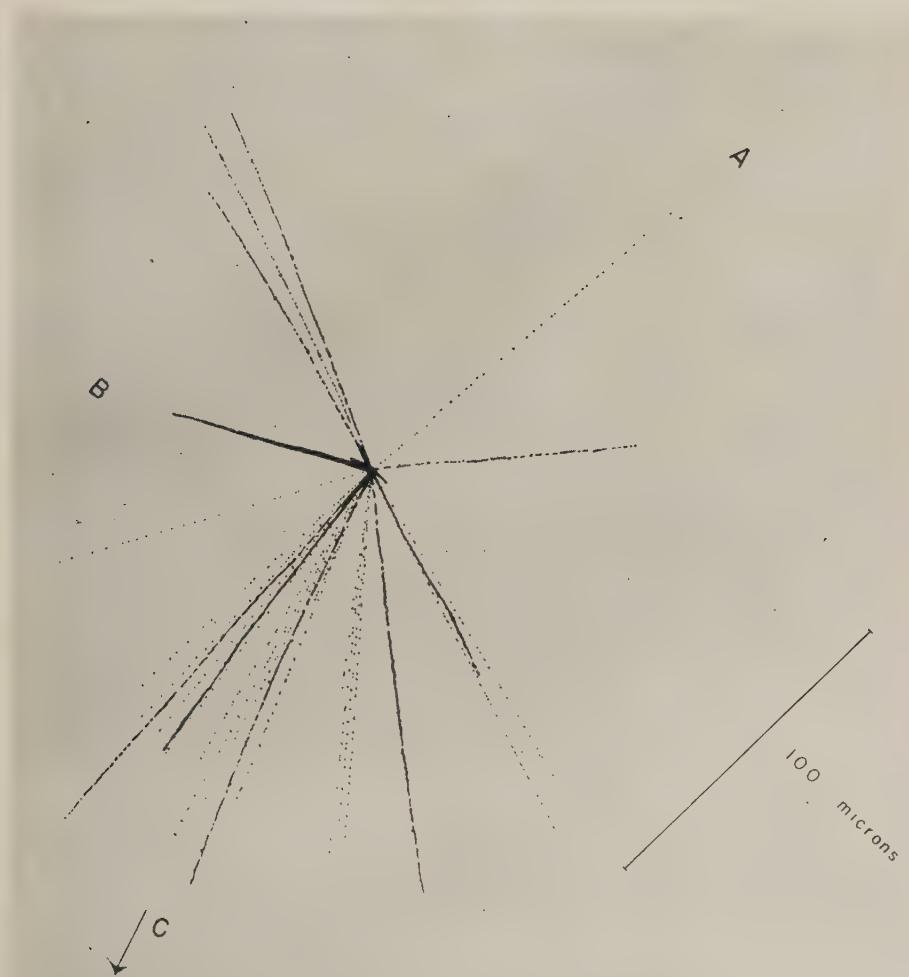


Fig. 7. — Micropojection drawing from Ilford G-5 plate exposed at a maximum altitude of 58 000 feet.

M. SCHEIN and J. J. LORD

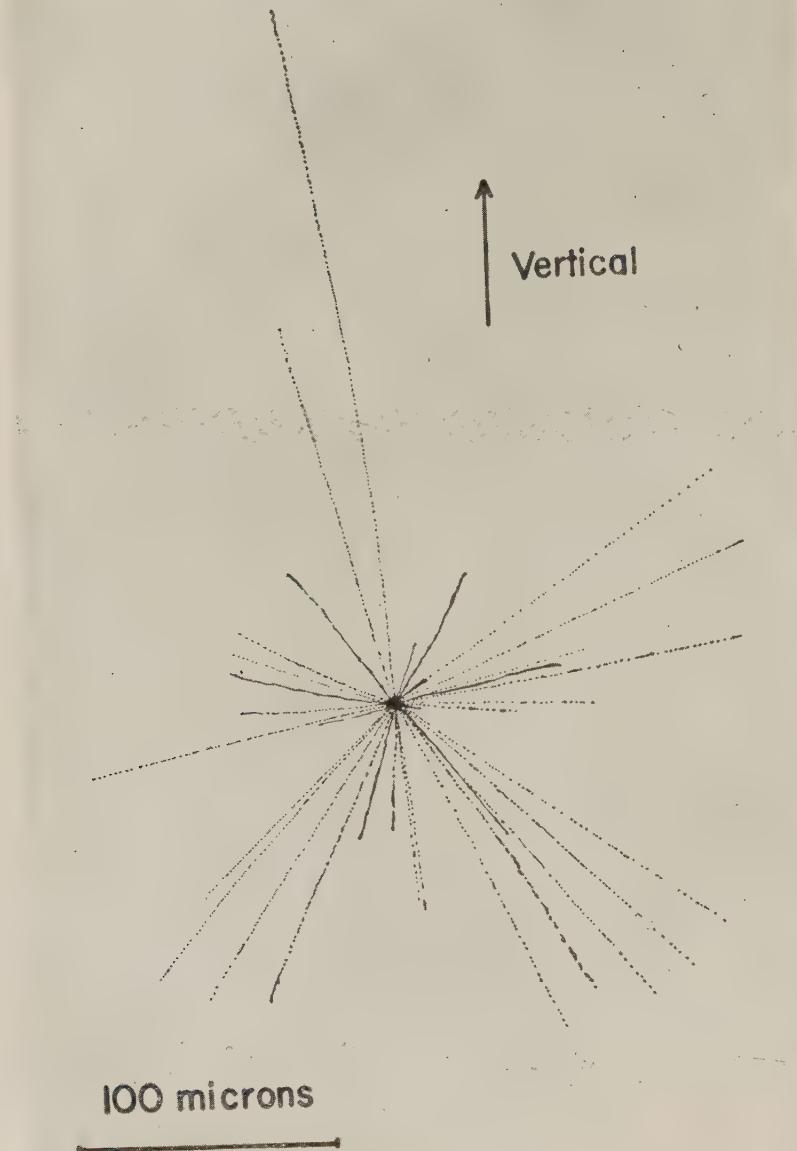


Fig. 8. — Micropointing drawing from Kodak NT-4 plate exposed at a maximum altitude of 85 000 feet.

those stars were considered, which were at least 40 microns from either surface of the 200 microns thick emulsion. Curve *B* gives the number of stars having

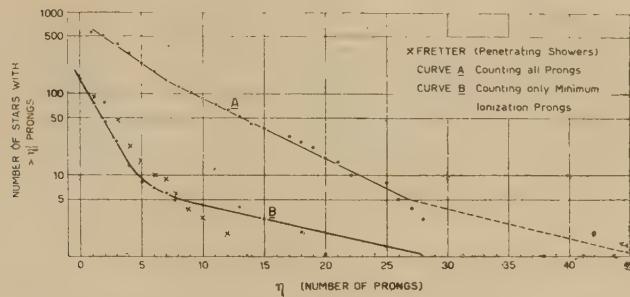


Fig. 9. - Curve *A*: Number of stars with more than n prongs; curve *B*: Number of stars with more than n minimum ionization tracks.

more than n minimum ionization tracks as a function of n . Of the total number of stars, 40 microns from either emulsion surface, 35 % had at least one and 12 % had three or more tracks, corresponding to minimum ionization tracks.

Zenith angle dependence of incident tracks producing stars.

The zenith angle was measured for those minimum ionization tracks considered to be due to the incident particle, producing a star in which other minimum ionization particles were emitted in a forward direction. In Fig. 10 the number of these tracks per steradian has been given as a function of the zenith angle for plates exposed at 95 000 feet and 52 000 feet. The curve for 95 000 feet (15 g/cm² residual atmosphere) was obtained from the measurement of 43 tracks and shows that at 80° from the vertical, the intensity of the incident tracks decreases by 1/e. This gives for the production of these events an absorption cross section of approximately $3.5 \cdot 10^{-25}$ cm² corresponding to a mean free path of 71 g/cm² of air. However, taking into account experimental errors, this can only be considered as an approximate value at the present time.

The curve, Fig. 10, at 52 000 feet (109 g/cm² residual atmosphere) based on lower statistics shows a considerably steeper zenith angle dependence. The mean free path was calculated to be roughly the same as that at 95 000 feet.

Angular distribution of minimum ionization tracks in stars.

In many of the examples shown in Figs. 3 to 8 it is possible to see a very distinct collimation of the minimum ionization tracks, which was first observed by POWELL (6) and later by other groups (7). Measurements of the angles θ between the emitted minimum ionization tracks and the extension of the

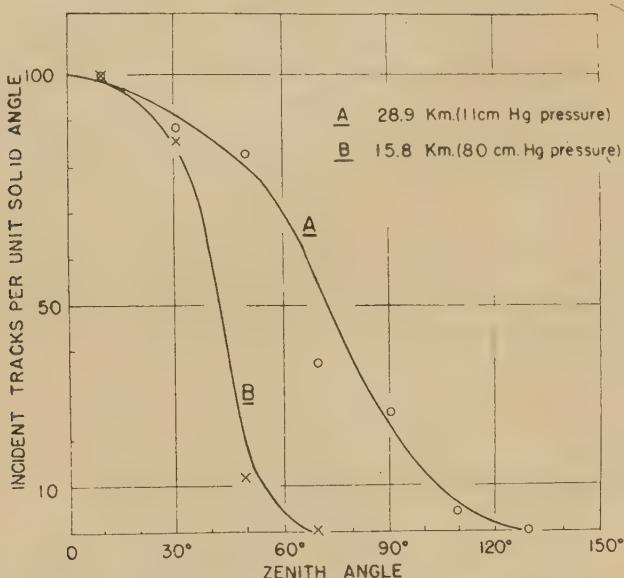


Fig. 10. - Incident particles producing large stars in which minimum ionization particles are emitted. Number of incident tracks per steradian at the zenith angle θ . Curve A at 95 000 feet. Curve B at 52 000 feet.

incident track showed that for events such as Figs. 3, 4, and 5, the number of tracks per unit solid angle was largest close to $\theta = 0^\circ$, and then fell off exponentially with θ . The intensity dropped to half the minimum for values of θ lying roughly between 7° and 12° for a number of events.

This feature of collimation about the incident track is not present in the case of the star in Fig. 7. Here, there is a spray of minimum ionization tracks in the general direction of C, and in this case, the heavy fragment, B, is most

(6) Miss R. BROWN, U. CAMERINI, P. H. FOWLER, H. MUIRHEAD, C. F. POWELL and D. M. RITSON: *Nature*, **163**, 47 (1949).

(7) J. HORNBOSTEL and E. O. SALANT: *Phys. Rev.*, **76**, 468 (1949).

probably an integral part of the elementary act. The spray of minimum ionization tracks describe a cone, the axis of which makes an angle of roughly 20° with the direction of the incident track.

The collimation of the minimum ionization tracks in Fig. 5 about the direction of the incident track shows some bunching in the direction, *B* and *C*, which may correspond to the occurrence of successive collisions inside of the same nucleus. This pronounced collimation of minimum ionization tracks in the forward direction, as shown in Figs. 5 and 6, strongly suggests that these events represent, to a large extent, the multiple production of mesons in one single act.

RIASSUNTO (*)

Si illustrano alcuni esempi di disintegrazioni nucleari ottenute in lastra fotografica nella stratosfera mediante palloni-sonda.

(*) (*A cura della Redazione*).

Gli spettri a risonanza magnetica degli allumi di Cromo osservati con un metodo dinamico.

R. MALVANO e M. PANETTI

*Centro Studi per l'Elettrofisica del C.N.R.
presso l'Istituto di Fisica dell'Università di Torino*

(ricevuto il 20 Dicembre 1949)

Riassunto. — Si richiama brevemente la teoria dell'assorbimento a risonanza magnetica nelle sostanze paramagnetiche, con speciale riferimento agli allumi di Cromo; si descrive quindi il metodo sperimentale usato in questo lavoro e si espongono i risultati qualitativi e quantitativi che sono stati ottenuti.

1. — Generalità.

L'assorbimento di energia elettromagnetica da parte di sostanze paramagnetiche disposte in un campo magnetico alternativo, fu previsto (e sperimentalmente verificato) da GORTER⁽¹⁾ nel 1936, che riscontrò essere tale assorbimento influenzato dalla presenza di un campo magnetico statico, disposto parallelamente o normalmente al campo magnetico alternativo. In questo campo, dal 1945 ad oggi, le ricerche hanno avuto un notevolissimo sviluppo⁽²⁾, per l'importanza che tali fenomeni hanno come mezzo di informazione sulla natura dei campi di forza del reticolo cristallino.

Il metodo sperimentale, salvo lievi varianti non concettuali, comune a tutti gli sperimentatori, è analogo al metodo usato da PURCELL e collaboratori nelle ricerche sul momento magnetico nucleare⁽³⁾.

⁽¹⁾ C. J. GORTER: *Physica*, **3**, 593, 1006 (1936).

⁽²⁾ R. L. CUMMEROW, D. HALLIDAY e G. E. MOORE: *Phys. Rev.*, **72**, 1233 (1947); D. HALLIDAY e J. WHEATLEY: *Phys. Rev.*, **74**, 1712 (1948); C. A. WHITMER, R. T. WEIDNER, J. S. HSIANG e P. R. WEISS: *Phys. Rev.*, **74**, 1478 (1948).

⁽³⁾ E. M. PURCELL, H. C. TORREY e R. V. POUND: *Phys. Rev.*, **69**, 37 (1946).

Si assoggetta contemporaneamente la sostanza paramagnetica, contenuta in una opportuna cavità risonante, ad un campo magnetico H alternativo generato da una sorgente di energia a microonde di data frequenza ν e ad un campo magnetico H_0 statico avente le linee di forza normali al piano di vibrazione del campo magnetico alternativo. Si misura l'assorbimento relativo di energia elettromagnetica da parte della sostanza e si constata, in molti casi, che per uno o più valori del campo magnetico H_0 si ottengono dei massimi di assorbimento, più o meno accentuati, ciascuno corrispondente ad una determinata transizione tra due stati quantici diversi dello ione paramagnetico.

2. — Spettro a risonanza magnetica degli allumi di Cromo.

Negli allumi di Cromo (allume di Cromo e Potassio, allume di Cromo e Ammonio, ecc.) allo stato cristallino, sia puri, sia in miscela isomorfa, lo ione paramagnetico Cr^{+++} si trova al centro di un reticolo ottaedrico i cui vertici sono occupati da altrettante molecole d'acqua di cristallizzazione, che sottopongono lo ione in questione ad un intenso campo elettrico. Viene così tolta, per effetto STARK, la degenerazione corrispondente alle $2L + 1$ orientazioni possibili dei piani orbitali, venendo a creare una separazione tra questi livelli dell'ordine di $10^4 \cdot \text{cm}^{-1}$, separazione enorme se riferita alla grandezza dei fotoni impiegati in questo esame spettroscopico, corrispondenti a separazioni di livelli dell'ordine di una frazione di cm^{-1} : rispetto a questi ultimi fotoni è come se le orbite risultassero « bloccate ».

In queste condizioni, dato che l'accoppiamento spin-orbita risulta piccolo, lo spin dell'elettrone può orientarsi quasi liberamente in presenza di un campo magnetico esterno, cosicché la separazione tra due livelli vicini corrispondenti a due possibili orientazioni del momento di spin rispetto alla direzione del campo magnetico viene espressa con ottima approssimazione dalla relazione:

$$(1) \quad h\nu = g\beta H_0$$

dove g è il fattore di LANDÉ, quasi uguale a 2, $h = 6,62 \cdot 10^{-27}$ erg · sec è la costante di PLANCK, ed infine $\beta = 0,92 \cdot 10^{-20}$ C.G.S. è il magnetone di BOHR. Tenendo conto, in seconda approssimazione, del piccolo accoppiamento tra spin ed orbita, g viene a risultare minore di 2 di qualche percento, mentre il fatto che il campo elettrico intercristallino non possiede una simmetria rigorosamente cubica e che si deve tener conto di termini a simmetria cilindrica (con assi paralleli alle diagonali del reticolo ionico fondamentale e quindi normali alle facce dell'ottaedro derivato), introduce una ulteriore piccola scissione δ di ciascun livello ZEEMAN, dell'ordine di circa $0,1 \text{ cm}^{-1}$.

Lo spettro di assorbimento a risonanza magnetica non è isotropo rispetto

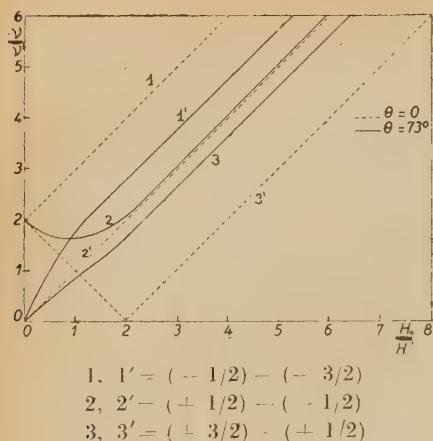


Fig. 1. — Linee di transizione quando H_0 è normale alla faccia (111). θ è l'angolo fra la direzione del campo magnetico H_0 e la direzione degli assi trigonali di simmetria.

relativo). L'unità di misura \bar{H}_0 per no funzioni lineari di δ , e precisamente $\bar{H}_0 = \delta hc/2g\beta$; $\bar{v} = (1/2) \delta c$; ($c = 3 \cdot 10^{10}$ cm/sec). Tenendo conto delle intensità corrispondenti a ciascuna transizione si ottiene lo spettro a risonanza magnetica (teorico), riportato nella fig. 2, corrispondente ad un particolare valore di v/\bar{v} ; ($v/\bar{v} = 5$). Sulle ascisse è ancora riportata la grandezza H_0/\bar{H}_0 , mentre sulle ordinate è riportato l'assorbimento relativo in percento dell'assorbimento massimo.

alla giacitura del cristallo e del campo esterno H_0 ; l'esame sperimentale presentato in questa esposizione è limitato alla giacitura del campo magnetico normale alla faccia (111) dell'ottaedro, lungo la quale si accrescono naturalmente i cristalli delle sostanze in esame.

Nella fig. 1 è riprodotto l'andamento della funzione $\varphi(\Delta W, H_0)$ ricavata teoricamente da P. R. WEISS⁽⁴⁾, che mette in relazione l'energia del quanto assorbito $\Delta W = h\nu$ con il campo magnetico H_0 per ciascuna transizione possibile. Sulle ascisse è riportata una grandezza adimensionale proporzionale al campo magnetico H_0 , mentre sulle ordinate è riportata, sempre in modo adimensionale, l'energia del quanto assorbito (o la frequenza ν) del fotone le ascisse, $\bar{\nu}$ per le ordinate risulta-

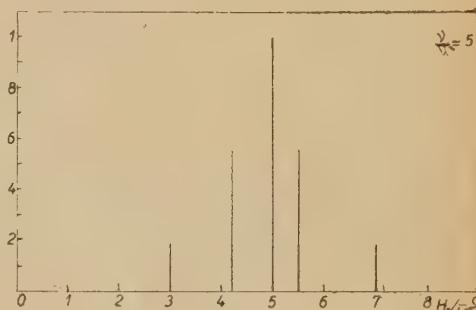


Fig. 2. — Spettro (teorico) a risonanza magnetica degli allumi di eromo $v/\bar{v} = 5$. H_0 normale alla faccia (111).

3. — Disposizione sperimentale.

Lo schema di massima della disposizione sperimentale, riportato nella fig. 3a, si può scindere nelle seguenti componenti essenziali:

- a) sorgente di energia a microonde,

⁽⁴⁾ P. R. WEISS: *Phys. Rev.*, **73**, 470 (1948).

- b) cavità risonante in cui ha luogo l'assorbimento,
- c) sistema di rivelazione dell'assorbimento,
- d) elettromagnete per la polarizzazione magnetica,
- e) sistema per il tracciamento oscillografico dello spettro magnetico.

a) *Sorgente di energia a microonde.* — La sorgente di energia a microonde è costituita da un oscillatore a Klystron (tipo 2K25) che fornisce una potenza di una decina di mW su una lunghezza d'onda di circa 3,16 cm; tale potenza

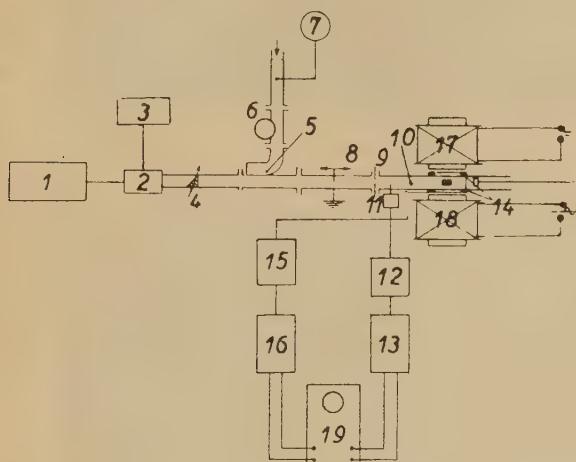


Fig. 3 a). — Particolare della cavità risonante;

Fig. 3 b).

1, alimentatore stabilizzato; 2, klystron 2K25; 3, oscillatore a 50 kHz; 4, attenuatore variabile; 5, accoppiatore unidirezionale; 6, ondametro a cavità; 7, ricevitore a cristallo; 8, adattatore di impedenza; 9, iride di accoppiamento; 10, cavità di assorbimento; 11, cristallo ricevitore; 12, amplificatore a 100 kHz; 13, amplificatore a b. f.; 14, spirale per la misura del campo; 15, integratore; 16, amplificatore di campo a b. f.; 17, 18, bobine per la creazione del campo continuo ed alternativo; 19, oscilloscopio catodico; 20, sostanza paramagnetica in esame.

viene incanalata in una guida d'onda rettangolare funzionante nel modo TE_{01} , che serve ad accoppiare il generatore alla cavità in cui ha luogo l'assorbimento di energia. Lateralmente alla guida d'onda è disposto un ondametro tarato al 0,5 %, atto a misurare la lunghezza d'onda dell'energia fornita (n. 6): nella stessa guida d'onda è disposto anche un attenuatore variabile (n. 4), utilizzato allo scopo di disaccoppiare opportunamente il generatore dal carico. Un alimentatore di tensione stabilizzato (n. 1) fornisce al klystron (n. 2) le tensioni necessarie al suo funzionamento.

b) *Cavità risonante in cui ha luogo l'assorbimento.* — La cavità risonante di assorbimento (n. 10), è costituita da un tronco di guida a sezione rettango-

lare (fig. 3b), lungo una ventina di centimetri, e munito, al suo estremo, di un pistone a pettine per l'accordo della cavità stessa. Nella parte opposta il tronco di guida viene accoppiato, mediante un iride circolare (n. 9), alla guida d'onda di alimentazione. Immediatamente al di sopra della parete superiore della cavità, nella sua parte anteriore, si trova un ricevitore costituito da un cristallo rettificatore al silicio (tipo 1N23) racchiuso a sua volta in una piccola cavità risonante (n. 11), accoppiata alla cavità di misura a mezzo di una piccola antenna, che penetra per qualche millimetro nell'interno della cavità attraverso la parete superiore. Tale ricevitore serve a prelevare dalla cavità risonante una piccola aliquota dell'energia fornita dal generatore. Nell'interno della cavità si stabilizza un campo elettromagnetico il cui campo elettrico risulta normale alle pareti più vicine della cavità, mentre il piano di vibrazione del campo magnetico risulta parallelo alle medesime. La parte mediana della cavità viene collocata fra due espansioni polari (n. 17, 18) piane di un elettromagnete, in modo che l'asse dell'elettromagnete stesso risulti parallelo alle linee di campo elettrico nell'interno della cavità e, quindi, normale al piano di vibrazione del campo magnetico a microonde. In questa stessa parte mediana, nell'interno della cavità, viene disposta la sostanza in esame, poggiata su un sostegno di materiale dielettrico, in posizione tale da trovarsi nella zona di un nodo di campo elettrico e quindi dove siano minime le perdite dielettriche.

c) *Sistema di rivelazione dell'assorbimento.* — L'assorbimento di energia da parte della sostanza in questione si traduce in una variazione del coefficiente di risonanza della cavità in cui la sostanza stessa si trova racchiusa, ma la variazione percentuale del coefficiente risulta invero estremamente piccola. Per metterla agevolmente in evidenza si è provveduto ad imprimere al sistema generatore una modulazione periodica di frequenza di periodo T (o di frequenza $1/T = 5 \cdot 10^4$ herz) intorno ad un valore medio, coincidente con la frequenza di risonanza della cavità, modulando la tensione dell'elettrodo repulsore del klystron di alcuni volt ed ottenendo così una ampiezza di modulazione di frequenza di alcuni MHz/sec. Si utilizza quindi la curva di risonanza della cavità stessa per trasformare tale modulazione di frequenza in «modulazione di ampiezza»⁽⁵⁾.

La tensione prelevata ai capi del cristallo ricevitore viene portata all'ingresso di un amplificatore selettivo (n. 12) accordato sulla frequenza $2/T = 10^6$ herz: la tensione sinoidale ai morsetti di uscita di questo amplificatore risulta funzione del coefficiente di risonanza della cavità, ed è, come si può dimostrare con un esame dettagliato della tecnica, sensibilmente indipendente

(5) R. MALVANO E M. PANETTI: *Alta Frequenza* (in corso di stampa).

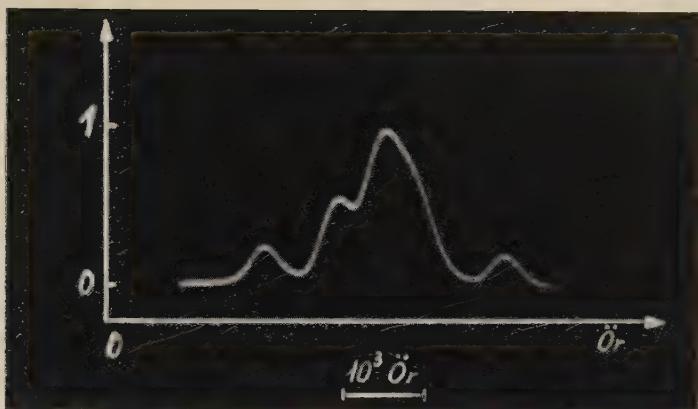


Fig. 4.

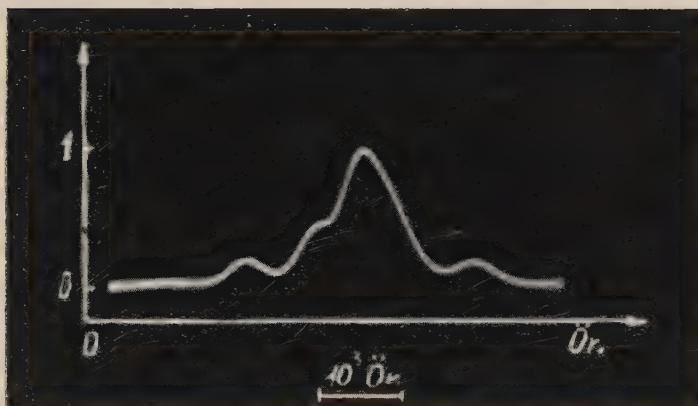


Fig. 5.

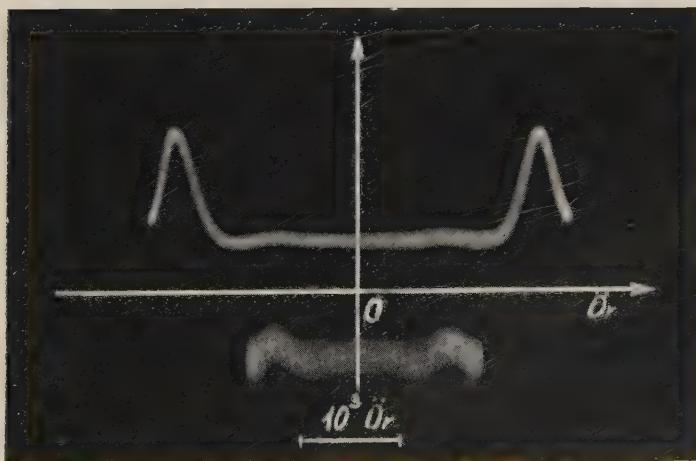


Fig. 6.

dalle piccole variazioni della frequenza di risonanza della cavità stessa, che potrebbero derivare da variazioni della permeabilità della sostanza in esame (che necessariamente accompagnano, in più o meno grande misura, le variazioni di assorbimento). Tale tensione viene infine rettificata a mezzo di un diodo e, mentre il suo valore medio viene misurato a mezzo di un voltmetro elettronico opportuno, le piccole variazioni nel tempo, che risultano proporzionali alle piccole variazioni dell'assorbimento di energia da parte della sostanza, vengono rivelate collegando l'uscita del rettificatore ad un amplificatore a bassa frequenza non selettivo (n. 13).

d) Elettromagnete per la polarizzazione magnetica. — L'elettromagnete, tra le cui espansioni polari (n. 17, 18) è disposta la cavità, è munito di due avvolgimenti distinti, di cui uno (n. 17) serve a dare una polarizzazione media di $3 \div 4\,000$ oersted, mentre il secondo (n. 18) serve a produrre una variazione, in più o in meno, di circa 2 000 oersted intorno a tale valore medio, con una frequenza di 50 periodi al secondo. Pertanto il valore del campo magnetico varia periodicamente nel tempo da un valore minimo ad un valore massimo; tali variazioni sono messe in luce da un apposito sistema di piccole spirali (n. 14), poste dalle due parti della cavità e concatenate con il campo dell'elettromagnete. Le tensioni alternative che si generano per induzione vengono integrate a mezzo di un circuito integratore a resistenza e capacità e quindi amplificate convenientemente, forniscendo una tensione istantanea, che indica con ottima approssimazione, a meno di un fattore costante, il valore istantaneo del campo magnetico prodotto dall'elettromagnete.

e) Tracciamento oscillografico dello spettro a risonanza magnetica. — Il tracciamento oscillografico dello spettro a risonanza magnetica si ottiene direttamente collegando ai morsetti di un oscillografo catodico sia le tensioni che si ottengono all'uscita dell'amplificatore (n. 13) che fornisce il valore istantaneo dell'assorbimento di energia (asse Y), sia la tensione che si ottiene all'uscita dell'amplificatore (n. 16), proporzionale al valore istantaneo del campo magnetico che investe la sostanza paramagnetica in esame (asse X).

4. — Risultati sperimentali.

Le fotografie riportate si riferiscono agli spettri a risonanza magnetica rispettivamente dell'allume di Cromo e Ammonio (fig. 4) e dell'allume di Cromo e Potassio (fig. 5): questi oscillogrammi si prestano, non soltanto ad un esame qualitativo, ma anche ad un esame quantitativo. Si può infatti direttamente procedere alla misura dello « splitting » δ . Chiamando infatti con H_1 , H_2 , H_3 , H_4 , H_5 i campi magnetici corrispondenti alla prima, seconda, ecc., riga di

assorbimento (procedendo per valori crescenti del campo) si deduce dalla teoria di WEISS:

$$(2) \quad \delta = g\beta(H_5 - H_1)/2ch$$

e d'altra parte si ha indipendentemente

$$(3) \quad g\beta/h = \frac{v - \delta c}{H_1} = \frac{v}{H_3} = \frac{v + \delta c}{H_5},$$

per cui in definitiva

$$(4) \quad \delta\lambda = \frac{H_5 - H_1}{2H_3} = \frac{(H_5 - H_1)/2H_1}{1 + (H_5 - H_1)/2H_1} = \frac{(H_5 - H_1)/2H_5}{1 - (H_5 - H_1)/2H_5}.$$

Il valore di δ dipende pertanto da una misura della lunghezza d'onda λ , eseguita nel nostro caso con una incertezza del 0,5 %, e da una misura del rapporto fra due campi magnetici, che viene eseguito, tenendo conto delle condizioni di linearità, sostituendo ad $H_5 - H_1$ la differenza fra le ascisse corrispondenti alle due righe di assorbimento 5 ed 1 e sostituendo a $2H_1$ il valore analogo che si ricava tracciando un oscillogramma senza campo magnetico medio, in modo da ricavare direttamente il doppio dell'ascissa della prima riga di assorbimento rispetto all'origine degli assi (6). Per $2H_3$, $2H_5$ è immediato il modo di procedere. Nella tabella sono riportati i valori di δ per le due sostanze in esame e le intensità sperimentali delle righe espresse in percento dell'assorbimento massimo (in parentesi è il valore teorico).

TABELLA I.

Sostanza	δ	I_1	I_2	I_3	I_4
$\text{NH}_4\text{Cr}(\text{SO}_4)_2 \cdot 12\text{H}_2\text{O}$	0,13 (4)	0,3	0,6	1	0,25
$\text{KCr}(\text{SO}_4)_2 \cdot 12\text{H}_2\text{O}$	0,12 (7)	0,2 (0,19)	0,5 (0,55)	1 (1)	0,2 (0,19)

(6) Tale oscillogramma è riportato nella fig. 6 e si riferisce all'Allume di Cromo e Ammonio: si noti che, prima della prima riga di assorbimento, che corrisponde ad un valore $H_1 = \sim 1900$ oersted del campo magnetico, si trova una piccolissima riga di assorbimento, quasi maseherata dal rumore di fondo, corrispondente ad un valore $H = \sim 900$ oersted del campo magnetico; tale riga non è stata finora messa in evidenza con i normali metodi statici.

Gli scriventi ringraziano sentitamente il prof. DEAGLIO e la dott. GARELLI per le utili discussioni ed i professori FENOGLIO e MILONE che gentilmente hanno curato la preparazione dei cristalli occorrenti.

S U M M A R Y

In this work the theory of the magnetic resonance absorption in the paramagnetic substance, with special reference to Chrome Alums, is briefly outlined; the experimental arrangement is related and quantitative results that have been obtained are indicated.

Proprietà delle particelle emesse nelle esplosioni nucleari e confronto tra le esplosioni in C e in Pb.

A. LOVATI, A. MURA, G. SALVINI e G. TAGLIAFERRI

Istituto di Fisica della Università di Milano

(ricevuto il 21 Dicembre 1949)

Riassunto. — Si riferiscono i risultati di una ricerca eseguita al Laboratorio della Testa Grigia (3500 m) con una camera di Wilson comandata da contatori di G.M. La ricerca tratta i seguenti argomenti: *a*) misura del libero cammino medio per interazione nucleare delle particelle prodotte nelle esplosioni: si è ottenuto $\lambda = 300 \text{ g/cm}^2 \pm 30\%$; si discutono in particolare le correzioni apportate ai dati sperimentali per ricavare il valore suddetto; *b*) osservazioni sulla componente elettromagnetica prodotta nelle esplosioni nucleari: i nostri risultati confermano che in una esplosione nucleare possono essere emessi più fotoni od elettroni, direttamente o da particelle di vita media estremamente breve; *c*) confronto delle esplosioni nucleari prodotte in nuclei diversi (C e Pb): questo confronto ha indicato che, almeno nei nuclei più pesanti, il nucleone incidente interagisce di solito con più nucleoni dello stesso nucleo (produzione plurima).

1. — Introduzione.

Numerose ricerche sono state dedicate in questi ultimi anni allo studio delle esplosioni nucleari prodotte dalla radiazione cosmica⁽¹⁾: il vivo interesse dell'argomento è dovuto soprattutto al fatto che dallo studio delle esplosioni nucleari si possono ricavare informazioni sull'urto anelastico nucleone-nucleone ad energie molto elevate, allorchè nell'urto si producono direttamente mesoni e, direttamente o intermediearie altre particelle, anche elettroni o fotoni.

Le informazioni sull'urto nucleone-nucleone, però, si ottengono ancora per via indiretta dall'osservazione dell'urto nucleone-nucleo (protoni o neutroni

⁽¹⁾ A. LOVATI, A. MURA, G. SALVINI e G. TAGLIAFERRI: *Nuovo Cimento*, **6**, 207 (1949); *Nature*, **163**, 1004 (1949) e bibliografie ivi citate.

della radiazione cosmica contro nuclei di vari elementi, che costituiscono, per es., i setti di una camera di Wilson o di una disposizione di contatori). Di conseguenza restano tuttora insolite alcune questioni fondamentali. Una di queste è certamente lo stabilire se, e con quale dipendenza dalle condizioni dell'urto, nel singolo urto nucleone-nucleone vengono emessi più mesoni (produzione multipla) o di regola uno soltanto (produzione singola).

Ricordiamo a questo proposito lo schema proposto da HEISENBERG (2), e quello non dissimile di WATAGHIN (3), secondo il quale l'energia cinetica del nucleone incidente è spesa nella produzione di parecchi mesoni di bassa energia; e quello sostanzialmente opposto di HEITLER e JÀNOSSY (4), secondo il quale l'emissione di più che un mesone in un singolo urto nucleone-nucleone è notevolmente improbabile.

Per quanto ci consta, le vie fino ad ora seguite nella sperimentazione sulle esplosioni nucleari sono le seguenti:

a) ricerche sulla natura delle particelle relativistiche prodotte nelle esplosioni, riconoscendo i mesoni π per le loro proprietà di disintegrazione e di cattura nucleare (PICCIONI (5));

b) ricerche con lastre nucleari, particolarmente in alta quota, dove la distribuzione energetica delle particelle produttrici si può ritenere abbastanza nota: questa tecnica consente di osservare in prossimità del nucleo le particelle emesse nelle esplosioni;

c) studio in camera di Wilson delle proprietà delle particelle relativistiche emesse nelle esplosioni, in particolare delle loro interazioni con i nuclei (1), (6), (7);

d) studio in camera di Wilson della componente elettromagnetica prodotta nelle esplosioni nucleari (CHAO (8)).

Con il presente lavoro noi cerchiamo di contribuire allo studio delle esplosioni nucleari seguendo ancora le vie c) e d), e confrontando inoltre la frequenza e l'aspetto delle esplosioni nucleari prodotte in due materiali di peso atomico molto diverso, Pb e C.

Quanto alle interazioni delle particelle emesse nelle esplosioni, una prima ricerca fu fatta da noi (1), ed in essa si trovò che il cammino libero medio in Pb per l'interazione nucleare delle particelle relativistiche emesse è, se non si introducono necessarie correzioni che tengano conto delle esplosioni nucleari

(2) W. HEISENBERG: *Nature*, **164**, 65 (1949).

(3) G. WATAGHIN: *Phys. Rev.*, **74**, 975 (1948) e **75**, 693 (1949).

(4) W. HEITLER e L. JÀNOSSY: *Congresso di Como*, Settembre 1949.

(5) O. PICCIONI: *Congresso della Am. Phys. Soc.*, New York, Gennaio 1949.

(6) W. B. FRETTER: *Phys. Rev.*, **76**, 511 (1949).

(7) P. M. S. BLACKETT e Coll.: *Congresso di Como*, Settembre 1949.

(8) C. Y. CHAO: *Phys. Rev.*, **75**, 581 (1949) e bibliografia ivi citata.

che restano sepolte entro i setti di piombo, dell'ordine di 800 g/cm^2 ; per il cammino corretto si trovò invece $\lambda \leq 330 \text{ g/cm}^2$. Successivamente FRETTER (6) trovò per il cammino libero medio un valore massimo di 750 g/cm^2 , non tenendo conto però della correzione suddetta. È evidente l'interesse di questa ricerca sulle proprietà di interazione delle particelle relativistiche emesse nelle esplosioni. Tra l'altro è possibile indagare sulle modalità di sviluppo delle successive esplosioni nucleari da un unico primario (9) e, in base ai risultati conseguiti per altra via sulle proprietà dei mesoni π (10), sulla frazione di protoni emessi nelle esplosioni.

Quanto al confronto tra il C e il Pb, esso ha lo scopo, nell'impossibilità già detta di studiare direttamente l'urto nucleone-nucleone, di indicare se di norma

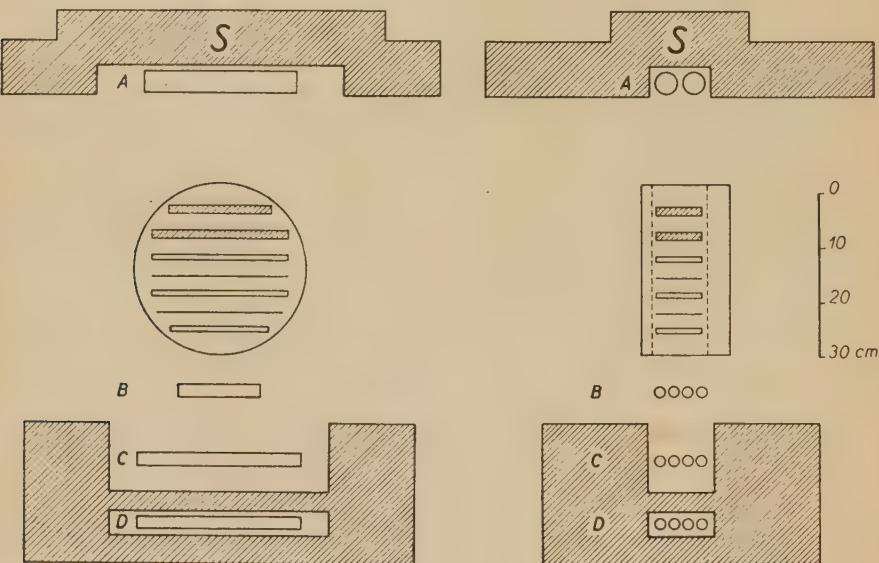


Fig. 1.

il nucleone incidente interagisce fortemente con più di un nucleone del nucleo (produzione plurima (11)); e se i mesoni emessi in un singolo urto nucleone-nucleone sono uno o più (produzione singola o multipla). Riteniamo che i nostri risultati possano contribuire a risolvere la prima di queste due questioni.

(6) W. HEITLER e L. JÀNOSSY: *Proc. Phys. Soc.*, A **62**, 374 (1949).

(9) O. PICCIONI: *Congresso di Como*, Settembre 1949.

(10) L. JÀNOSSY: *Phys. Rev.*, **64**, 345 (1943).

2. — Disposizione sperimentale.

La ricerca è stata eseguita nei mesi dal giugno al novembre 1949 al Laboratorio della Testa Grigia (3500 m sul livello del mare) con una camera di Wilson (diametro 32 cm e profondità illuminata 10 cm) comandata da un dispositivo di contatori di G.M.. La disposizione sperimentale è rappresentata nella fig. 1.

La camera è collocata in un telescopio di 4 piani di contatori *A*, *B*, *C*, *D*. Il piano *A* è costituito da due contatori ($28 \times 4 \text{ cm}^2$) in parallelo; i piani *B*, *C* e *D* sono costituiti da 4 contatori ciascuno ($15 \times 2,5 \text{ cm}^2$ per il piano *B*; $30 \times 2,5 \text{ cm}^2$ per i piani *C* e *D*). Sopra il telescopio è posto uno strato di 10 cm di Pb (indicato con la lettera *S* nella figura) e fra i piani *C* e *D* uno strato di 2,5 cm di Pb. La camera è comandata da coincidenze settupple (un contatore *A* + almeno due contatori qualunque di ciascuno dei gruppi *B*, *C*, *D*).

Questa disposizione è stata scelta per favorire gli eventi di sciame e di esplosione nucleare rispetto alla rivelazione di mesoni μ accompagnati da secondari elettronici.

Come si vede nella fig. 1, il nostro dispositivo di contatori è fortemente schermato ai lati, a protezione dagli sciami elettronici laterali.

La camera contiene 7 lastre. Dall'alto al basso:

I	lastra	16,5	g/cm^2	— piombo
II	"	16,5	"	— piombo
III	"	1,8	"	— carbonio (densità 1,5)
IV	"	1,8	"	— piombo
V	"	1,8	"	— carbonio
VI	"	1,8	"	— piombo
VII	"	1,8	"	— carbonio

La camera è riempita d'Argon, saturato da una miscela di alcool etilico ed acqua, alla pressione di 85 cm di Hg.

L'illuminazione della camera è ottenuta per mezzo di « flash lamp » (Siemens, tipo SF/4- 2000 volt - 100 μF). La fotografia è stereoscopica: due macchine fotografiche, impieganti pellicola da schermografia, sono poste ad angoli di 20° rispetto alla normale alla camera.

3. — Eventi osservati.

Nella nostra disposizione le esplosioni nucleari sono distinguibili dalle interazioni elettromagnetiche (sciami elettronici, elettroni secondari d'urto, ecc...), per la presenza di particelle fortemente ionizzanti, o di particelle penetranti,

oppure di più particelle ionizzanti uscenti da un unico punto di un setto leggero. Noi abbiamo utilizzato a seconda della località di produzione (nel piombo *S* sopra la camera o nei setti pesanti o leggeri) l'uno o l'altro dei criteri suddetti.

Fra le 2120 fotografie ottenute in 610 ore abbiamo pertanto preso in considerazione le fotografie che contenevano:

a) particelle originate in un'esplosione nucleare nel piombo *S* sopra la camera, fra le quali si trovino almeno due particelle penetranti⁽¹²⁾ (sciami penetranti) o almeno una particella penetrante e uno sciametto elettronico (sciami misti);

b) gruppi di particelle, originati nei setti della camera, e costituiti da:

I) almeno due particelle di cui almeno una fortemente ionizzante (criterio valido per tutti i setti);

II) almeno quattro particelle relativistiche⁽¹³⁾ (criterio valido per i setti leggeri);

III) almeno due particelle penetranti (criterio valido per il primo setto);

c) particelle penetranti di esplosione nucleare che nei fotogrammi appaiono diffuse con angolo di almeno 10°; tali diffusioni sono state considerate di natura nucleare, dato che la probabilità che esse siano pure diffusioni coulombiane è certamente bassa.

La tab. I riporta il numero delle esplosioni nucleari, ripartite a seconda del luogo di produzione.

TABELLA I. — *Numero delle esplosioni nucleari osservate.*

Luogo di generazione	Numero delle esplosioni nucleari
Piombo <i>S</i>	241
Piombo (Setti I, II)	137
Carbonio (Setti III, V, VII) . . .	44
Piombo (Setti IV, VI)	54

(12) Chiamiamo qui particelle penetranti quelle particelle ionizzanti che traversano almeno un setto di piombo di 16,5 g/cm² senza produrre secondari. In effetti la probabilità che un elettrone traversi uno dei setti di piombo senza moltiplicarsi non è trascurabile: tuttavia l'errore che ne deriva non è tale da influenzare i nostri risultati; per una discussione cfr. A. MURA, G. SALVINI e G. TAGLIAFERRI: *Nuovo Cimento*, 4, 10 (1947); G. SALVINI: *Nuovo Cimento*, 5, 213 (1948).

(13) La probabilità che tali eventi siano di natura elettromagnetica (uno sciametto elettronico sviluppato da un fotone o da un elettrone, o più elettroni di knock-on, ecc.) è molto minore della probabilità che si tratti di esplosione nucleare. Questo perché gli spessori di Pb e di C corrispondono rispettivamente soltanto a $\sim 1/3$ e a $\sim 1/30$ di lunghezza di radiazione.

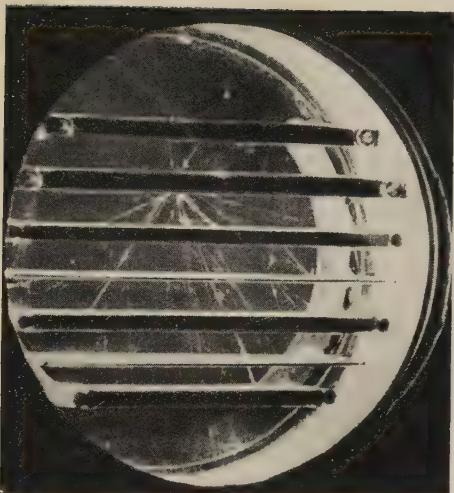


Fig. 2.



Fig. 3.



Fig. 4.

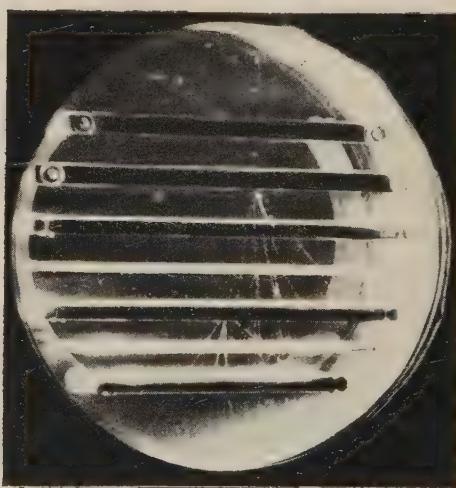


Fig. 5.

Fig. 2. — Tre particelle penetranti emesse in una esplosione nucleare nel piombo *S* attraversano la camera dall'alto al basso. Una di esse produce una nuova esplosione nel setto II, con 4 particelle fortemente ionizzanti e 9 che ionizzano verso il minimo. È questo un esempio tipico di quegli eventi dai quali si è ricavato il libero cammino medio per interazione nucleare delle particelle penetranti prodotte nelle esplosioni.

Fig. 3. — Sciamè misto proveniente dal piombo *S* sopra la camera, con almeno 4 particelle penetranti. Una di queste produce nel setto II un'esplosione con 8 particelle fortemente e 5 debolmente ionizzanti.

Fig. 4. — Un gruppo di particelle di cui almeno 6 penetranti, emesse in una esplosione nucleare nel piombo *S*, attraversa la camera, dando luogo a nuove esplosioni nel I e nel VI setto di Pb, e ad uno sciamè elettronico nel I setto (a sinistra della esplosione).

Fig. 5. — Una particella penetrante produce nel setto II (Pb) una esplosione nucleare con 1 particella fortemente e 8 debolmente ionizzanti. Una di queste produce una nuova esplosione nel setto V (C).



Fig. 6.



Fig. 7.



Fig. 8.



Fig. 9.

Fig. 6. — Esplosione nucleare nel setto I con componente elettromagnetica (sciametato). Nella esplosione vengono emesse 2 particelle fortemente e almeno 15 debolmente ionizzanti. Una particella dell'esplosione dà origine nel setto II ad uno sciametto, che si manifesta all'uscita con almeno 10 elettroni.

Fig. 7. — Sciametato dal setto I. Particelle emesse nell'esplosione nucleare danno luogo a 2 sciametti di 4 e 6 elettroni rispettivamente, all'uscita dal setto II di Pb. Gli assi dei due sciametti formano un angolo di 30° .

Fig. 8. — Una particella penetrante attraversa 4 setti della camera, e nel V setto (C) produce un'esplosione che emerge con 2 particelle fortemente ionizzanti e 6 verso il minimo di ionizzazione.

Fig. 9. — Esplosione nel setto IV di Pb, prodotta da una particella penetrante (mal visibile nel cliché, ma chiaramente distinguibile nel negativo) con 6 particelle fortemente ionizzanti e 6 verso il minimo di ionizzazione.

4. – Libero cammino medio per interazione nucleare.

Noi abbiamo anzitutto misurato, in modo simile a quello seguito nel nostro precedente lavoro (¹), il libero cammino medio in Pb per interazione nucleare (esplosione nucleare e diffusione ad angolo elevato) delle particelle penetranti di esplosioni nucleari prodotte nel piombo S, posto sopra la camera.

Si sono pertanto prese in considerazione le 241 esplosioni nucleari nel piombo S (tab. I) apparse nella camera come sciami penetranti o misti. In queste esplosioni si sono osservate in tutto 662 particelle penetranti, le quali attraversano tra setti pesanti e leggeri un totale di 24 400 g/cm² di Pb: queste particelle producono 30 esplosioni nucleari (esempi tipici sono riportati nelle figg. 2, 3, 4) e mostrano 8 diffusioni ad angolo elevato nei setti di piombo della camera. Pur non potendo escludere che una parte di queste diffusioni siano fenomeni a sé, noi riteniamo che esse siano di massima esplosioni nucleari emerse dai setti con una sola particella verso il minimo di ionizzazione.

Il cammino medio per interazione nucleare in Pb risulterebbe pertanto:

$$(1) \quad \lambda' = \frac{24\,400}{38} = 640 \text{ g/cm}^2,$$

con un errore statistico del 20 %.

Il valore (1) è maggiore dell'effettivo cammino libero medio per interazione nucleare, poichè certamente una buona parte delle esplosioni prodotte, particolarmente di quelle prodotte nei setti pesanti di Pb (I e II), o sono emerse dal setto con caratteristiche tali da non essere riconosciute come esplosioni in base ai criteri del n. 3, o non sono emerse affatto.

Per ricavare l'effettivo cammino libero medio dobbiamo valutare il numero totale delle esplosioni prodotte nei setti dalle particelle penetranti, stimando le probabilità che una esplosione nucleare prodotta nei setti pesanti o leggeri di Pb venga riconosciuta come tale. Per valutare il numero effettivo delle esplosioni avvenute nei setti, prendiamo in considerazione soltanto le esplosioni nucleari rivelate col criterio I (almeno due particelle di cui una almeno fortemente ionizzante). Questo criterio di rivelazione è comune sia ai setti pesanti che a quelli leggeri di Pb, ed è valido, d'altra parte, per la maggior parte delle esplosioni nucleari da noi osservate.

Indichiamo con p_T e p_t le probabilità che una esplosione nucleare avvenuta in uno dei setti di piombo pesanti o leggeri sia rivelata con il criterio I, e con n_T ed n_t i numeri di tutte le esplosioni prodotte da particelle ionizzanti, di sciamo o no, e rivelate con lo stesso criterio.

La probabilità p_t è abbastanza vicina all'unità, dato che si tratta di esplosioni prodotte da particelle ionizzanti, e restano quindi escluse le stelle di

bassa energia, prodotte prevalentemente da neutroni. La sua stima comporta pertanto un errore relativamente piccolo. Dai lavori di BRIDGE e collaboratori (14), di HARDING e collaboratori (15) e della scuola di Bristol (16), abbiamo valutato $p_t = 0,85$.

Se si ammette (come appare anche da un confronto diretto) che tutte le esplosioni osservate nella camera e prodotte da particelle ionizzanti siano dello stesso tipo, per numero ed energia delle particelle fortemente ionizzanti, di quelle prodotte da particelle penetranti di precedente esplosione nel piombo S , si ha:

$$(2) \quad p_T = \frac{n_T t}{n_t T} p_t,$$

e sostituendo nella (2) i valori sperimentali $n_T = 60$ e $n_t = 19$, si ha $p_T \leq 0,3$.

Dividendo allora per le probabilità p_t e p_T i numeri delle esplosioni nucleari prodotte nei setti leggeri e pesanti di Pb da particelle penetranti di sciam penetrante o misto e riconosciute in base al criterio I (24 e 6 rispettivamente), si ricavano i numeri presumibili delle esplosioni nucleari effettivamente avvenute nei setti di piombo della camera.

Per ricavare il valore del libero cammino medio λ è necessario poi appor-tare un'altra correzione ($\sim 10\%$), per tenere conto che la disposizione geometrica dei contatori e dei setti della camera, ed il tipo di coincidenza da noi usato, davano una preferenza alle esplosioni in S con successiva interazione nei setti, rispetto a quelle senza successive interazioni.

In definitiva abbiamo ricavato il valore:

$$(3) \quad \lambda = 300 \text{ g/cm}^2,$$

con un errore probabile che abbiamo stimato poter essere $\pm 30\%$.

Anche nel nostro precedente lavoro, dove già fu fatta la stima di λ , trovando un valore di 330 g/cm^2 , noi dovemmo valutare p , e per una via più indiretta. I valori allora trovati per il libero cammino medio e per la probabilità p ($p \leq 0,4$ per un setto di 13 g/cm^2 di piombo) sono senz'altro in accordo con i nostri risultati attuali.

Recentemente FRETTER (6), impiegando una camera di Wilson contenente 16 setti di piombo da 14 g/cm^2 , ha ottenuto per il libero cammino medio per successive interazioni nucleari un limite superiore di 750 g/cm^2 , in buon accordo con il valore dato nella (1).

(14) H. S. BRIDGE, W. E. HAZEN, B. ROSSI e R. W. WILLIAMS: *Phys. Rev.*, **74**, 1083 (1948).

(15) J. B. HARDING, S. LATTIMORE e D. H. PERKINS: *Proc. Roy. Soc., A* **196**, 325 (1949).

(16) R. H. BROWN, U. CAMERINI, P. H. FOWLER, H. HEITLER, D. T. KING e C. F. POWELL: *Phil. Mag.*, **40**, 862 (1949).

Nelle sue misure, FRETTER riconosceva le esplosioni nucleari in base ai criteri da noi indicati, al n. 3, come I e III. Nel lavoro di FRETTER non sono indicati i numeri parziali delle esplosioni rivelate coi criteri I e III, ma soltanto il numero totale delle esplosioni osservate. In base ai risultati della scuola di Bristol (16) noi abbiamo stimato il numero di eventi rivelati con il criterio I da FRETTER e di conseguenza abbiamo calcolato la corrispondente probabilità di rivelazione per i setti della camera da lui impiegata. Applicando questa correzione abbiamo dedotto dai dati di FRETTER un valore di 360 g/cm^2 , in accordo con quello dato nella (3).

La conoscenza del valore del cammino libero medio λ permette di stimare l'ordine di grandezza della percentuale di mesoni e di protoni emessi nelle esplosioni nucleari a 3500 metri. Siano k la percentuale di protoni e λ_π e λ_p i cammini medi per interazione nucleare dei mesoni π e dei protoni. Ammettendo che le particelle penetranti emesse nelle esplosioni nucleari siano essenzialmente protoni e mesoni π , si ha:

$$\frac{1}{\lambda} = \frac{k}{\lambda_p} + \frac{1-k}{\lambda_\pi}$$

Assumendo $\lambda = 300 \text{ g/cm}^2$, come si è ottenuto nel presente lavoro, e $\lambda_p = 160 \text{ g/cm}^2$ (17) abbiamo:

$$(4) \quad k = 0,53 \frac{\lambda_\pi - 300}{\lambda_\pi - 160}.$$

PICCIONI (18) ha trovato che il libero cammino medio per interazione nucleare dei mesoni π è molto maggiore del cammino geometrico. Tenendo conto delle possibili incertezze di questo risultato, noi riteniamo che il libero cammino medio per interazione nucleare dei mesoni π in piombo debba essere almeno maggiore od uguale a 4 liberi cammini medi geometrici, cioè $\geq 640 \text{ g/cm}^2$. Sostituendo nella (4) risulta pertanto $k = 1/3$. Possiamo quindi dire che nelle esplosioni nucleari a 3500 m, supposto che le particelle penetranti emesse siano mesoni e nucleoni, almeno $1/3$ di esse sono protoni.

Questo risultato è in discreto accordo con quelli di BLACKETT e collaboratori (7): questi autori trovano infatti che circa il 50 % delle particelle cariche prodotte nelle esplosioni nucleari sono protoni.

(17) G. COCCONI: *Phys. Rev.*, **76**, 984 (1949). Come il prof. Cocconi ci ha fatto osservare, alcuni dei protoni rivelati da noi come particelle penetranti possono avere energie relativamente basse ($< 10^9 \text{ eV}$). In tal caso il valore di λ_p in Pb potrebbe risultare maggiore di 160 g/cm^2 . Noi riteniamo che questa incertezza introduca un errore minore di quelli delle altre grandezze sperimentali, dalle quali ricaviamo il valore di k .

5. — La componente elettromagnetica prodotta nelle esplosioni nucleari.

Le ricerche di vari autori (6) (8) hanno definitivamente mostrato che nelle esplosioni nucleari non è affatto trascurabile l'emissione di elettroni o di fotoni, né per il numero di particelle emesse, né forse, come ROSSI (18) ha indicato, per la frazione di energia spesa nella loro produzione.

La nostra disposizione ha permesso di stabilire la presenza di elettroni o fotoni nelle esplosioni prodotte nel setto I, in base alla eventuale moltiplicazione in cascata nel setto successivo (cfr. figg. 6 e 7). Come la tab. II indica, su 55 esplosioni osservate nel I setto, 24 mostrano sicuramente la presenza di componente elettromagnetica, eventualmente insieme a particelle penetranti (12).

TABELLA II. — *Componente elettromagnetica nelle esplosioni nucleari nel I setto (16,5 g/cm² di Pb).*

Numero di sciametti elettronici all'uscita dal setto II	Numero delle esplosioni nucleari		
	con particelle penetranti	senza particelle penetranti	Totale
0	20	11	31
1	9	4	13
2	3	1	4
3	6	1	7
			24

Vogliamo fare alcune osservazioni su questa componente elettromagnetica. Gli elettroni o fotoni emessi danno luogo di norma a sciametti emergenti dal setto II con 3-10 elettroni. Sui fotogrammi gli assi degli sciametti formano tra loro angoli molto ampi, fino a 30° e, in tre casi, sino a più di 40°. Come già CHAO (8) ha indicato, queste aperture angolari mostrano che l'intera produzione elettromagnetica non può avere origine da un solo elettrone o fotone emesso nell'esplosione. È pertanto necessario ammettere la produzione indipendente di più fotoni o elettroni.

Come è noto LEWIS, OPPENHEIMER e WOUTHUYSEN (19) hanno suggerito che la componente elettromagnetica tratta origine dalla immediata disintegrazione di particelle neutre emesse nell'urto. Questa ipotesi parrebbe essere confermata anche dai nostri fotogrammi, perché il numero degli sciametti e

(18) B. ROSSI: *Rev. Mod. Phys.*, **21**, 104 (1949).

(19) H. W. LEWIS, J. R. OPPENHEIMER e S. A. WOUTHUYSEN: *Phys. Rev.*, **73**, 127 (1948).

le aperture angolari fra i loro assi sono confrontabili con il numero e le aperture angolari delle particelle penetranti. Inoltre una stima dell'energia media dei primari delle piccole cascate elettroniche prodotta nel setto II, porta ad un valore di circa 500 MeV; e questa energia media è confrontabile con quella delle particelle penetranti, quale appare dalle misure di ROCHESTER (20).

È noto però che recenti ricerche sugli sciami estesi (21) i quali sono con molta probabilità lo sviluppo delle più energiche fra le esplosioni con componente elettromagnetica, danno risultati in disaccordo con l'ipotesi sopra ricordata.

Recentemente altri autori (22) hanno avanzato l'ipotesi che la componente elettromagnetica possa essere originata per irraggiamento dal nucleone urtante o urtato o dai mesoni emessi nell'urto. La probabilità di questi processi sarebbe infatti abbastanza elevata per rendere conto dei fatti sperimentali.

Anche questa ipotesi, che è ancora in una fase esplorativa, non è in contraddizione con queste nostre osservazioni preliminari sulla componente elettromagnetica.

6. — Confronto delle esplosioni nucleari in Piombo e in Carbonio.

Nella tab. III è data la distribuzione delle esplosioni nucleari osservate nei setti leggeri di carbonio e di piombo, a seconda del numero di particelle relativistiche emesse. Come si vede, non si sono osservate nel carbonio, sino ad ora, esplosioni così ricche di particelle relativistiche da indicare direttamente la produzione multipla di mesoni nell'urto nucleone-nucleone (n. 1).

TABELLA III. -- *Esplosioni nucleari osservate nei setti leggeri di carbonio e di piombo, distribuite secondo il numero delle particelle relativistiche.*

(Nel numero delle particelle relativistiche non è compresa la eventuale particella che appare aver prodotto l'esplosione).

n	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
C	8	11	7	3	6	4	2	2	1	—	—
Pb	1	6	12	12	10	7	5	—	—	—	1

(20) G. D. ROCHESTER: *Rev. Mod. Phys.*, **21**, 20 (1949).

(21) G. COCCONI, V. T. COCCONI e K. GREISEN: *Phys. Rev.*, **76**, 1020 (1949).

(22) J. L. POWELL: *Phys. Rev.*, **75**, 32 (1949); S. HAYAKAWA: *Phys. Rev.*, **75**, 1759 (1949) e **75**, 1958 (1949); L. I. SHIFF: *Phys. Rev.*, **76**, 89 (1949).

Ci sembra invece che dai dati della tab. III si possa arrivare a concludere che di norma il nucleone incidente interagisce fortemente con più di un nucleone del nucleo, producendo eventualmente mesoni in ognuna di queste interazioni (produzione plurima, n. 1). A questo scopo confrontiamo quelle esplosioni in carbonio e in piombo che contengono almeno 4 particelle relativistiche. La rivelazione di tali esplosioni non dipende dalla presenza di particelle fortemente ionizzanti, le quali potrebbero favorire la rivelazione delle esplosioni in piombo per la più abbondante evaporazione.

Dalla tabella si ricava per il rapporto tra il numero di esplosioni osservate con $n \geq 4$ particelle relativistiche in carbonio ed il numero corrispondente di esplosioni in piombo, il valore di $0,65 \pm 0,3$.

Le superficie utili complessive dei setti leggeri di Pb e C sono rispettivamente di 540 cm^2 e di 780 cm^2 . Fatta la riduzione ad uguali superficie esposte, si ottiene per il suddetto rapporto:

$$r = 0,45 .$$

Se le esplosioni fossero dovute ad un unico urto nucleone-nucleone nell'interno del nucleo di C o di Pb, e se la sezione d'urto nucleare fosse quella geometrica, il valore di r dovrebbe risultare circa 2,6.

Non è però certo che le sezioni d'urto nucleari per questi fenomeni siano quelle geometriche, perchè può essere che i nuclei, particolarmente quelli leggeri, presentino qualche « trasparenza ». Una stima precisa di questa e quindi della effettiva sezione d'urto non è attualmente possibile, poichè le determinazioni sperimentali sono fortemente influenzate dalla disposizione sperimentale usata. Tuttavia, sia la determinazione del cammino di assorbimento della componente nucleonica nell'aria ($\sim 120 \text{ g/cm}^2$ ⁽²³⁾), che le recenti misure di COCCONI ⁽²⁴⁾, indicano che al più la sezione d'urto del carbonio potrebbe ridursi a $3/5$ di quella geometrica. In tal caso il valore di r potrebbe scendere sino a circa 1,6 e questo valore è ancora sufficientemente lontano dal nostro valore sperimentale $r = 0,45$.

In conclusione l'interazione che produce l'esplosione nucleare deve essere plurima, almeno nei nuclei pesanti. Questo risultato è in accordo con i più recenti punti di vista assunti sia da HEISENBERG ⁽²⁵⁾ che da HEITLER-JÀNOSSY ⁽⁴⁾.

È nostro gradito dovere ringraziare il prof. GIOVANNI POLVANI, direttore di questo Istituto, per il suo costante aiuto ed incoraggiamento.

Ringraziamo il prof. BRUNO FERRETTI per le utili discussioni sull'argomento della presente ricerca.

⁽²³⁾ G. BERNARDINI, G. CORTINI e A. MANFREDINI: *Nuovo Cimento*, **6**, 456 (1949).

⁽²⁴⁾ G. COCCONI: lavoro citato alla nota ⁽¹⁷⁾.

⁽²⁵⁾ W. HEISENBERG: *Congresso di Como*, Settembre 1949.

La nostra riconoscenza va inoltre al Direttore ed ai Colleghi tutti del Laboratorio della Testa Grigia per la loro cortese e preziosa ospitalità; al prof. avv. G. M. DE FRANCESCO, Rettore Magnifico della Università di Milano, al Consiglio Nazionale delle Ricerche, alla Associazione Nazionale A.N.I.D.E.L. e alla Società A.N.I.C. per i notevoli aiuti finanziari dati; al conte dott. ing. L. LORA TOTINO per le facilitazioni accordateci sulla Funivia del Cervino; alle Società C.G.S., Ducati, Il Carbonio e S.E.C.I. di Milano per i materiali donati.

Siamo grati infine al dott. ing. L. TERRA, per la collaborazione prestataci e ai dott. M. BOSSI, E. GERMAGNOLI, C. SUCCI ed al laureando S. TERRANI per averci aiutato nella esecuzione della presente ricerca.

SUMMARY

We report the results of a research, in which we studied the nuclear explosions in cosmic rays, developed with a counter-controlled cloud chamber at the Laboratorio della Testa Grigia (3 500 m a.s.l.). There were three aims of our research: (a) measurement of the mean free path for nuclear interaction of the penetrating particles produced in nuclear explosions (n. 4). We obtain the value $\lambda \simeq 300 \text{ g/cm}^2$. We also discuss the corrections of the experimental data, that are necessary in this estimate of λ . (b) Observations on the electromagnetic component produced in the nuclear explosions (n. 5). Our results confirm that more than one electromagnetic quantum may be emitted in a nuclear explosion. (c) Comparison of the explosions produced in nuclei of different size, Pb and C (n. 6). This comparison indicates that in the nuclear explosions, at least for the nucleus of Pb, the incident nucleon interacts usually with more than one nucleon of the same nucleus.

NOTE TECNICHE

Sul funzionamento del rivelatore a scintilla di particelle α .

R. RICAMO

Istituto di Fisica « A. Righi » dell'Università di Bologna

(ricevuto il 31 Ottobre 1949)

Riassunto. — Vengono studiati sperimentalmente i limiti di funzionamento del contatore a scintilla di GREINACHER per la rivelazione delle particelle α ed in particolare viene studiato l'effetto della distanza tra gli elettrodi, delle perdite per effetto corona, che abbassano la tensione elettrica tra gli elettrodi stessi, e l'influenza del diametro del filo. L'analisi così condotta permette di precisare i valori di funzionamento per tale tipo di contatore.

1. — Un rivelatore di particelle particolarmente utile in certi casi è quello a scintilla di GREINACHER⁽¹⁾. Un filo metallico di circa 50μ è teso parallelamente di fronte ad un piano metallico con gli accorgimenti necessari per evitare l'effetto dei bordi.

Il filo F (fig. 1) è tenuto, in aria a pressione ordinaria, a una distanza dell'ordine del mm dal piano P e tra i due elettrodi è applicata una d.d.p. costante di qualche migliaio di volt; il filo fa da anodo. In parallelo ai due elettrodi è posta una capacità C dell'ordine di $100 \mu\mu\text{F}$. La resistenza R in serie con il generatore ha la funzione di spegnere la scintilla (quenching), determinando, assieme al condensatore, la costante di tempo di ricarica del condensatore stesso. Una variante del circuito è rappresentata in fig. 2.

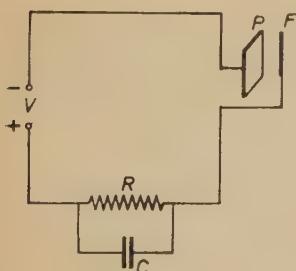


Fig. 2.

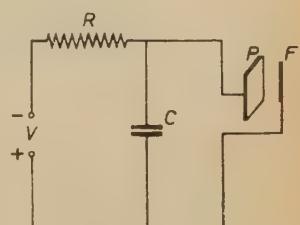


Fig. 1.

All'arrivo di ogni particella α in prossimità del filo (si valuta la regione sensibile pari al volume di un cilindro coassiale al filo e di raggio doppio

(1) H. GREINACHER: *Zeits. f. Phys.*, **16**, 165 (1935).

di quello del filo), scocca tra il filo e il piano una scintilla ben visibile e udibile. Altri agenti ionizzanti sono, nelle condizioni anzidette, senza effetto sul contatore che ha inoltre il grande pregio di non avere effetto di zero.

Il diagramma della fig. 3 a) illustra l'andamento nel tempo della corrente che percorre la resistenza R , come appare analizzata con l'oscillografo a raggi catodici.

Il tempo $\tau_1 + \tau_2$ è dell'ordine di 10^{-6} sec, τ_3 dipende dal valore di RC . Il diagramma della corrente di scarica del condensatore C è rappresentato in fig. 3 b).

Gli impulsi ricavabili sulla resistenza R hanno ampiezza quasi uguale a V . Una frazione di tale tensione può servire ad azionare un numeratore eventualmente attraverso una opportuna « scala »; il potere risolutivo del dispositivo

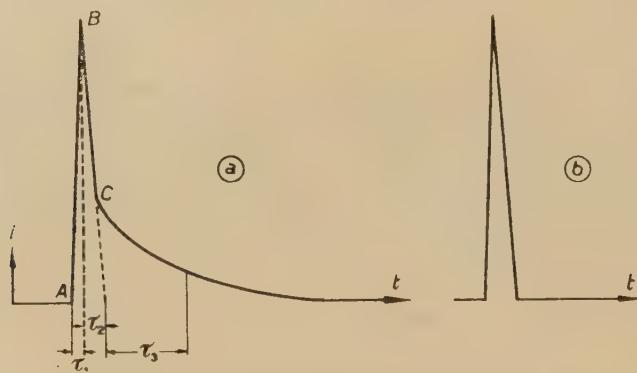


Fig. 3.

essendo determinato dal valore della costante di tempo RC , che può essere ridotta a qualche decina di μ sec, ottenendosi velocità di conteggio dell'ordine di migliaia al minuto.

Con un dispositivo del genere è stato determinato da CHANG e ROSENBLUM (2), con deflessione in campo magnetico, lo spettro delle particelle α del Po e i risultati ottenuti mostrano che la zona di sensibilità del contatore ha l'estensione assai piccola sopradetta.

Uno studio sistematico sul funzionamento del contatore di GREINACHER è stato fatto da CONNOR (3) che fra l'altro ne ha determinato il « pianerottolo ».

Nel dispositivo di CONNOR (distanza tra gli elettrodi 0,75 mm; diametro del filo $\varnothing = 50 \mu$, in aria condizioni normali) le perdite per « effetto corona » sono però notevoli, tali da dare luogo a una corrente che sulla resistenza R produce una caduta di tensione dell'ordine del migliaio di volt. Pertanto le osservazioni fatte con riferimento alla tensione V di alimentazione non sono sufficienti per precisare il regime di scarica.

Si è perciò esaminato il funzionamento del contatore di GREINACHER in relazione alla tensione V' , effettivamente applicata al contatore stesso e al

(2) W. V. CHANG e S. ROSENBLUM: *Phys. Rev.*, **67**, 222 (1945).

(3) R. D. CONNOR: *Nature*, **163**, 540 (1949).

diametro \varnothing dell'anodo filiforme. Si sono potuti inoltre precisare i limiti della distanza Δ tra filo e piano entro i quali per ciascun filo è possibile il funzionamento del contatore, per varie tensioni applicate.

2. — Per ottenere tutti i possibili aggiustaggi del filo rispetto al piano si è costruito un piccolo congegno rappresentato in fig. 4.

Il dispositivo permette la regolazione della tensione meccanica del filo e la regolazione del parallelismo e della distanza tra questo e il piano.

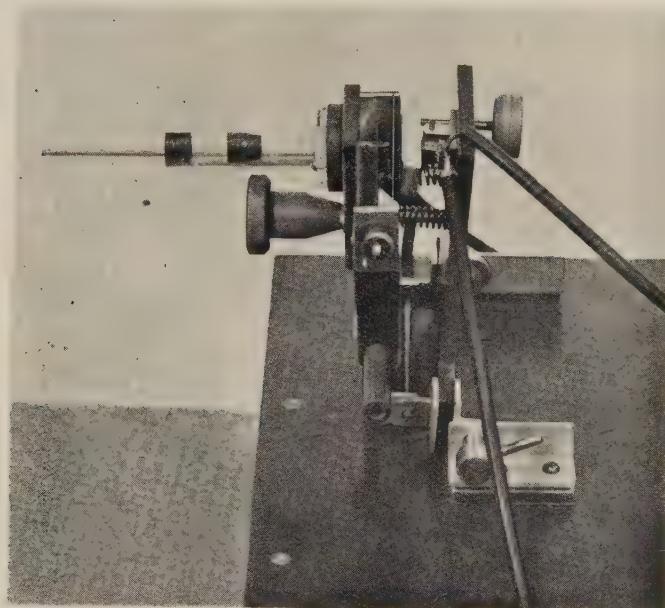


Fig. 4.

La misura della distanza viene eseguita con un microscopio che permette anche la ripresa di fotografie.

La sorgente di particelle α , portata dal sostegno cilindrico trasparente visibile in fig. 4, è costituita da un preparato radioattivo posto sul fondo di un cannoncino di vetro tale che il cono di raggi α è di circa 3° . Il preparato è posto a 20 mm dal filo, cosicché il tratto di questo che viene investito dalle particelle α è lungo circa 1 mm (mentre la lunghezza totale del filo è di 65 mm), come mostra la fig. 5, che è una microfotografia presa con tre minuti di posa. Tutte le scintille (circa un centinaio) sviluppate dal contatore durante tale tempo appaiono distribuite, in parte sovrapposte, in una striscia limitata da due rette normali al filo e passanti per i punti *A* e *B* di esso. Le scintille terminano sul catodo in corrispondenza di un segmento la cui direzione *CD* è resa visibile in figura dalla granulosità del piano metallico. (La tenue immagine che si vede superiormente alla linea *CD*, è l'immagine speculare delle scintille data dal piano che fa da catodo).

Il circuito elettrico impiegato è mostrato in fig. 6. I due voltmetri permet-

tono di conoscere la tensione V di alimentazione del contatore e la tensione V' effettivamente esistente tra P ed F .

La tensione di alimentazione viene tenuta costantemente al valore di 4500 volt da un alimentatore stabilizzato.

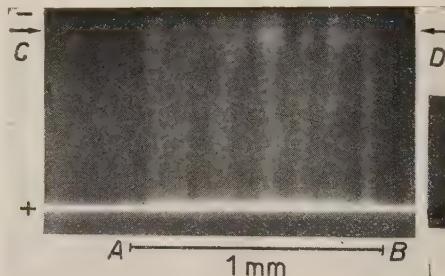


Fig. 5.

3. — Con il dispositivo descritto si è sperimentato per valori di \varnothing compresi tra 10μ e circa 1 mm, ma in nessun caso si ha il regime di contatore per $\varnothing < 20 \mu$ o $\varnothing > 500 \mu$, quest'ultimo limite essendo mal definito e di scarso interesse. Per ogni filo si è misurata la distanza minima e massima per le quali si ha il regime di contatore.

Dalla serie di misure fatte si è ottenuto il grafico di fig. 7. La superficie

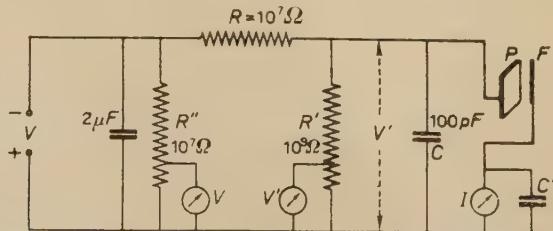


Fig. 6.

racchiusa tra le curve δ e Δ e la tratteggiata inferiore, è il luogo dei punti rappresentativi del possibile funzionamento del contatore. Per valori troppo grandi della distanza il campo elettrico è insufficiente per lo stabilirsi della scintilla, mentre per valori troppo piccoli si ha l'innesto spontaneo della scarica in relazione alla rigidità dielettrica del mezzo e alla d.d.p. V' effettivamente applicata tra i due elettrodi.

La differenza $V - V'$ ha un valore non nullo in tutto il campo di funzionamento del contatore, il che mostra che si ha sul filo un effetto corona responsabile della corrente $(V - V')/R$.

In realtà l'effetto corona si constata, per diametri non troppo grandi, anche visibilmente con il bagliore violaceo che riveste il filo dalla parte rivolta al catodo per uno spessore dell'ordine di qualche decina di μ .

Nella fig. 7 sono segnate le linee a , b , c , comprendenti punti di lavoro in regime di contatore con eguale tensione V' tra filo e piano; dall'andamento di tali curve a pendenza negativa si rileva che la medesima tensione V' si ha per diametri grandi e piccola distanza, o diametri piccoli e maggiore distanza tra gli elettrodi.

Le curve δ e Δ della fig. 7 tendono entrambe asintoticamente alla retta $\Delta = 0,9$ mm in relazione al fatto che per $\phi > 200 \div 300 \mu$ le perdite per

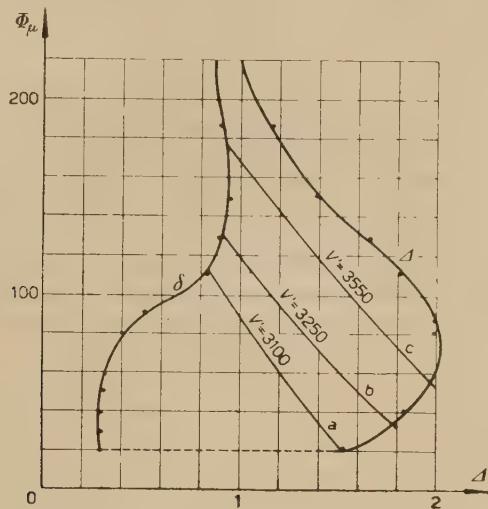


Fig. 7.

effetto corona diventano piccole. Il limite di 0,9 mm per $V' = 3700$ volt corrisponde a quello imposto dalla rigidità dielettrica dell'aria in condizioni normali.

I limiti della distanza Δ per il funzionamento di contatore sono notevolmente ben definiti, il che per ciascun diametro corrisponde alla forma del pianerottolo rappresentato nella fig. 2 del citato lavoro di CONNOR (3). Il fatto che per $V = 4500$ volt ($R = 10^7 \Omega$) e $\phi > 150 \mu$ non si ha praticamente più il regime di contatore, mostra che è essenziale per ottenere il funzionamento di contatore l'elevato campo elettrico (300 kvolt/cm per filo di 40μ) nella immediata vicinanza del filo, tale elevato valore essendo imposto dalla curvatura della superficie dell'elettrodo. Da quanto si è detto si deduce quindi che la particella α provoca la scintilla attraversando la regione di campo elettrico molto elevato che circonda il filo.

Questo studio permette quindi di affermare che le condizioni più vantaggiose di impiego sicuro del contatore corrispondono alla regione inferiore dell'area racchiusa nel diagramma tra le due curve δ e Δ e quindi a diametri ϕ compresi tra 20 e 80 μ e distanze dell'ordine del mm per $V = 4500$ volt, $R = 10^7 \Omega$ con $V' = 3000$ volt.

Se poi si devono studiare le modalità della scarica attraverso la quale si ha la rivelazione delle particelle α , occorre analizzare l'andamento della cor-

rente tra filo e piano del contatore e l'effetto della tensione V' tra questi, anzichè della tensione V di alimentazione.

Ringrazio vivamente il prof. VALLE per l'efficace interessamento a questo lavoro.

SUMMARY

The working limits of the GREINACHER spark counter are experimentally studied for the revelation of α particles. For a spark counter in air, in normal conditions, for a high tension supply V of 4500 volts, the points of possible functioning for various diameters \varnothing of the wire are those surrounded by the curves δ and Δ and the hatched line of fig. 7. The counter does not work for $\varnothing < 20\mu$ e $\varnothing > 150\mu$. It is pointed out that the tension V' , which is effectively existing between the two electrodes, is remarkably less than V . The $(V - V')/R$ current is due to the corona effect over the anod wire. Curves for the same values of V' are drawn in fig. 7 too.

Contributo sperimentale alle misure del coefficiente di assorbimento delle onde ultrasonore nei liquidi.

D. SETTE

Istituto Nazionale di Ultracustica « O. M. Corbino » - Roma

(ricevuto il 3 Novembre 1949)

Riassunto. — Si descrive una disposizione sperimentale atta alla misura del coefficiente di assorbimento delle onde ultrasonore nei liquidi e si danno particolari inerenti al metodo ottico prescelto. Si riferisce intorno ad alcune determinazioni sperimentali del coefficiente di assorbimento che risultano in buon accordo con quelle di altri sperimentatori.

1. — Il coefficiente di assorbimento delle onde ultrasonore nei liquidi è stato, negli ultimi anni, oggetto di numerosi studi sperimentali e teorici i quali hanno mostrato il grande interesse che ha la sua misura.

In quasi tutti i liquidi, come è noto, il valore sperimentale del coefficiente di assorbimento è più grande di quello previsto in base alla viscosità ed alla conducibilità termica⁽¹⁾. Tale eccesso sembra legato a fenomeni di rilassamento nell'interno della molecola o nell'edificio strutturale del liquido.

È perciò di grande importanza aumentare il numero dei risultati sperimentali disponibili, mediante ulteriori misure del coefficiente di assorbimento nei liquidi puri od in sistemi opportunamente scelti.

In questo ordine di idee è stata attuata presso l'Istituto Nazionale di Ultracustica, una disposizione sperimentale (fig. 1) che ci proponiamo di illustrare in questa sede.

2. — Fra i vari metodi di misura del coefficiente di assorbimento ne è stato scelto uno per via ottica, data la peculiare caratteristica che i metodi ottici possiedono di non disturbare il campo ultrasonoro durante la misura.

La fig. 2 riporta lo schema della disposizione ottica usata. La sorgente luminosa primaria *S*, è costituita da una lampada ad incandescenza a filamento abbastanza concentrato, della potenza di 90 W, alimentata in c. c.

(1) D. SETTE: *Suppl. Nuovo Cimento*, **6**, 1, 1949.

Il flusso di energia raggiante emesso, è in parte concentrato sulla fenditura F_1 , per mezzo del condensatore L_1 (distanza focale $f = 5$ cm), in modo da ottenere una sorgente secondaria. Un filtro F_1 , assorbe le radiazioni al di sopra

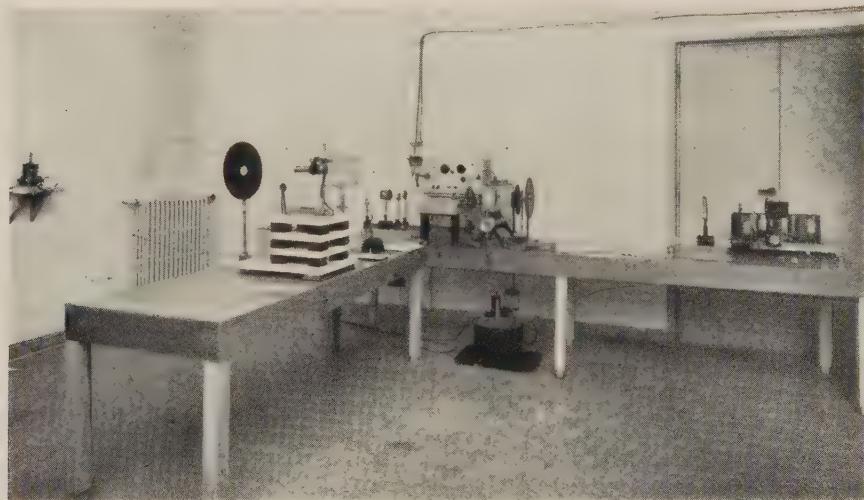


Fig. 1. Disposizione sperimentale per la misura del coefficiente di assorbimento.

ed al di sotto di una sottile banda disposta nel verde. L'insieme della sorgente primaria e secondaria è racchiuso in una scatola che permette l'uscita solo del flusso utile.

La lente L_2 ($f = 50$ cm) consente di ottenere un fascio luminoso parallelo, parte del quale è soppresso dallo schermo F_2 , mentre solo un sottile pennello attraversa le vasche V_1 e V_2 . La sezione trasversale del pennello è rettangolare e le sue dimensioni sono di 2,5 mm nella direzione orizzontale e di 30 mm nella direzione verticale.

La vasca V in comunicazione con un termostato, serve per la circolazione

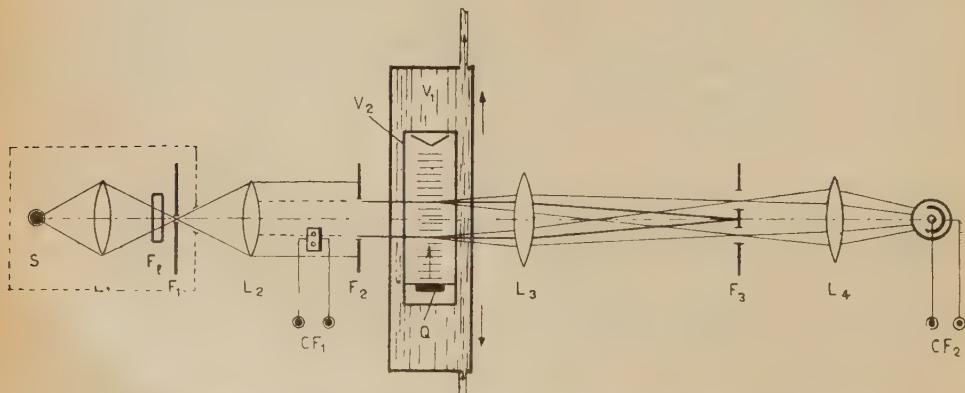


Fig. 2. – Disposizione ottica per la misura del coefficiente di assorbimento.

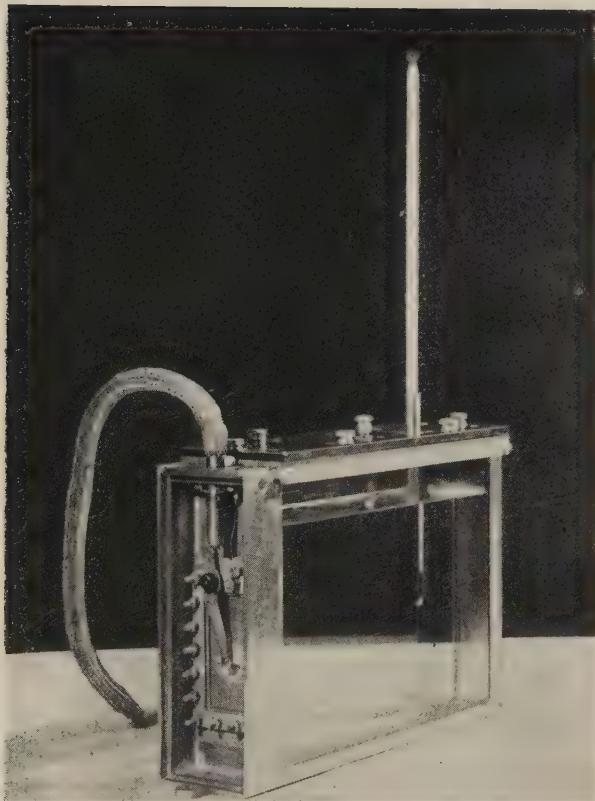


Fig. 3. — Vaschetta usata per la misura del coefficiente di assorbimento degli ultrasuoni
in un liquido.

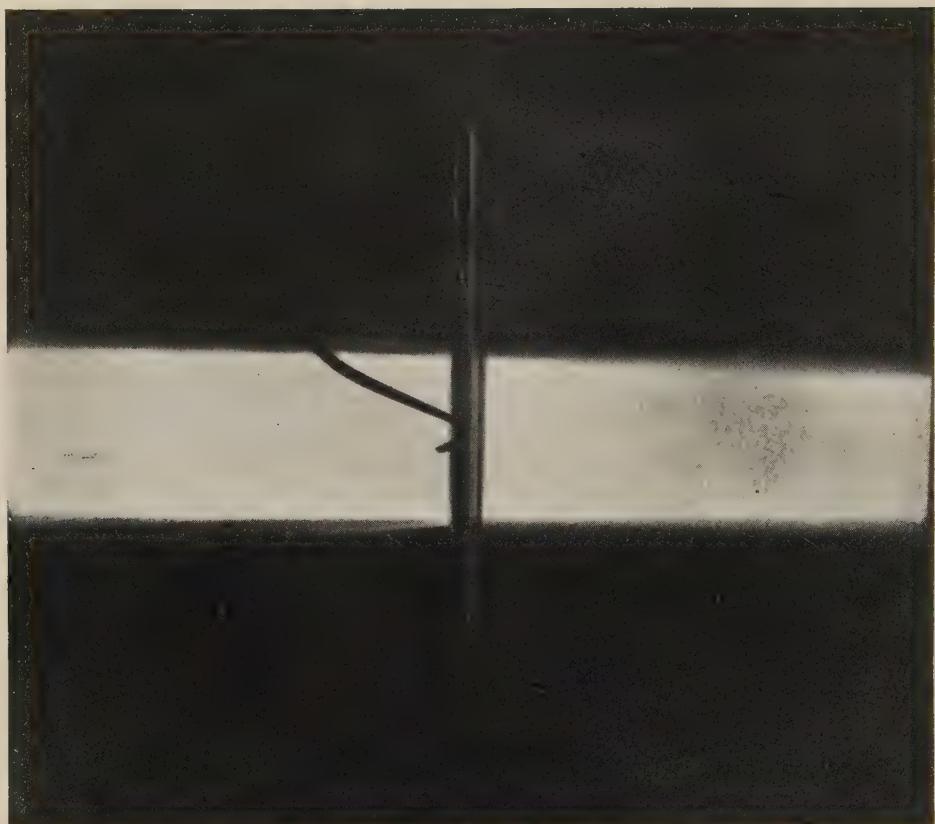


Fig. 4. – Fascio ultrasonoro generato da un quarzo (8 MHz) in petrolio. La radiazione è emessa direttamente dal quarzo nel liquido a sinistra mentre a destra è interposta una lamina trasparente di ottone.

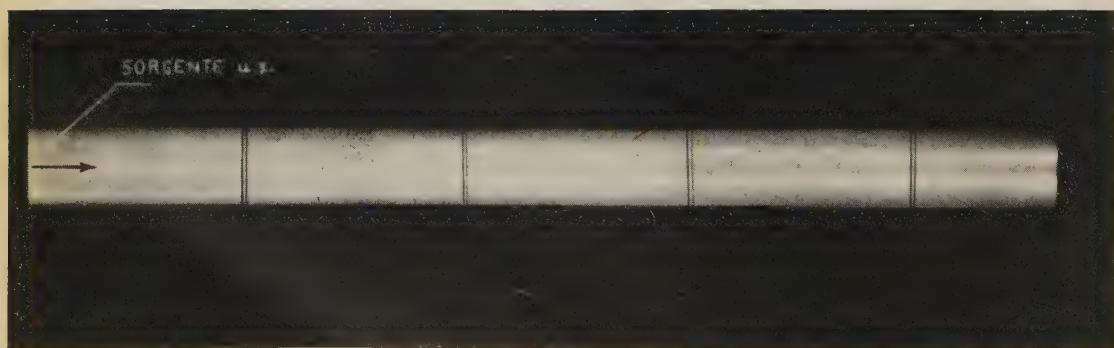


Fig. 5. – Campo ultrasonoro nella vaschetta V_2 contenente acqua. La distanza fra due successivi fili di riferimento è di 5 cm.

di acqua necessaria per la regolazione della temperatura del liquido in esame contenuto nella vasca V_2 . In questo liquido, in direzione perpendicolare a quella della luce, si propaga un sistema di onde ultrasonore piane progressive.

In tali condizioni, come è noto, avviene la diffrazione della luce da parte degli ultrasuoni, sicché si originano vari pennelli di luce i quali vengono concentrati dalla lente L_3 ($f = 150$ cm) sul piano dello schermo F_3 ove si formano gli spettri di diffrazione. Lo schermo F_3 è fatto in modo che solo il flusso luminoso dei due spettri di primo ordine può passare oltre lo schermo stesso; tale flusso viene successivamente concentrato sulla griglia di una cella fotoelettrica moltiplicatrice CF_2 (931A). Nella disposizione sperimentale tale cella è disposta in una scatola munita di un otturatore fotografico, allo scopo di evitare che essa sia colpita da energia raggiante proveniente da sorgenti diverse da S . Essa inoltre è montata su un carrello traslatore in modo da rendere agevole una accurata regolazione della sua posizione.

La cellula fotoelettrica CF_1 è una cella a strato di sbarramento ed è investita da una parte del fascio parallelo prodotto dalla lente L_2 sicché consente di avere una misura, in unità arbitrarie, dell'intensità luminosa del pennello che attraversa gli ultrasuoni.

Le due celle fotoelettriche sono alternativamente collegate ad un galvanometro di MOLL (Kipp e Zonen) la cui bobina ha una resistenza di 50Ω ed ha in parallelo una resistenza di 300Ω . Il valore basso della resistenza del galvanometro è stato scelto allo scopo di assicurare la linearità fra il flusso luminoso che investe le celle e le correnti da esse prodotte.

Le deviazioni del galvanometro che con tale disposizione possono essere ottenute, nelle condizioni che successivamente preciseremo, consentono il calcolo del coefficiente di assorbimento nel liquido in esame disposto nella vasca V_2 .

3. – Il quarzo usato ha la frequenza di risonanza di 8 MHz e le dimensioni delle sue facce sono di 18×18 mm².

La fig. 3 mostra chiaramente come è disposto il quarzo; esso è pressato con una faccia contro una parete metallica della vaschetta V_2 , mentre la faccia opposta si trova a contatto con l'aria contenuta nel piccolo serbatoio visibile nella fotografia, a sinistra. Naturalmente la parete metallica di ottone è di spessore calcolato in modo che risulti trasparente per le onde elastiche di frequenza 8 MHz.

Abbiamo preferito questa disposizione piuttosto che disporre il quarzo direttamente o per mezzo di particolari custodie, nel liquido in misura in quanto essa presenta vari vantaggi. Essa infatti consente la misura anche in liquidi conduttori, elimina i pericoli di alterare la purezza del liquido, che invece si presentano quando si è costretti ad introdurre nel liquido stesso corpi estranei, specie se essi contengono mastici parzialmente solubili, ed infine da una compattezza meccanica alla disposizione, indubbiamente molto utile in misure già di per sé lunghe e delicate.

Va inoltre osservato che l'uso della lamina trasparente produce un notevole miglioramento nella forma del campo ultrasonoro nel quale si conducono le misure, nel senso di renderlo più vicino alla forma di onde piane che viene ammessa nei calcoli.

Ciò è chiaramente mostrato dalla fotografia della fig. 4 che riporta la visualizzazione, effettuata con il metodo delle strie, del fascio ultrasonoro

prodotto dal quarzo a 8 MHz disposto contro la piastra di ottone usata successivamente per la costruzione della vaschetta V_2 ; il liquido usato in questa esperienza è petrolio. A sinistra il campo generato direttamente dal quarzo mostra in maniera molto evidente le strie di interferenza dovute al fatto che le singole parti del cristallo di quarzo non vibrano perfettamente in fase, a destra il fenomeno è molto meno cospicuo e ciò è causato in parte dal fatto che le intensità ultrasonore sono un po' minori che a sinistra ma specialmente perché il fascio è generato dalle vibrazioni forzate della lamina.

Il quarzo è alimentato da un generatore di alta frequenza (8 MHz) preceduto da un moltiplicatore, pilotato a 100 kHz dal campione secondario dell'Isti-

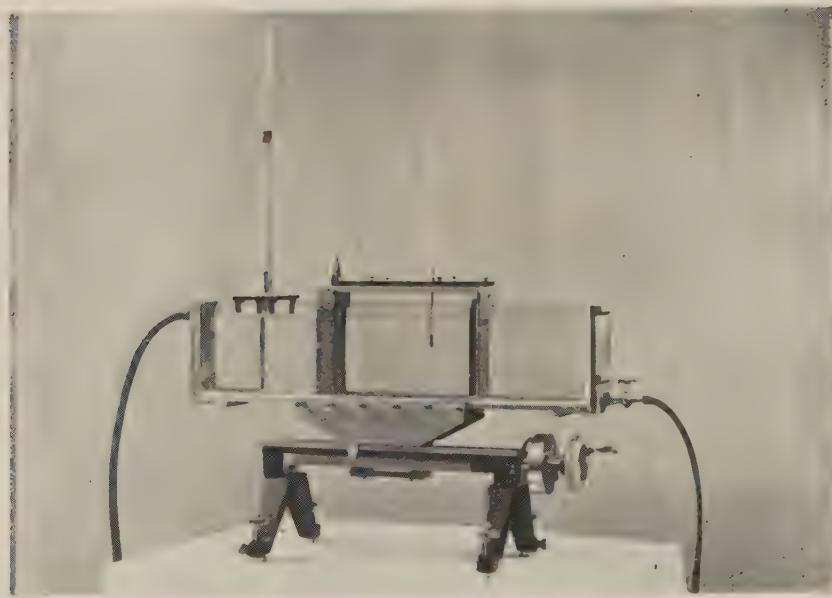


Fig. 6. — Vaschetta V_2 per il liquido in esame, vasea V_1 di termostazione, e macchina a dividere con carrello traslatore.

tuto di Ultracustica⁽²⁾. In tutta questa apparecchiatura sia le tensioni anomale che quelle di accensione dei vari tubi sono continue, allo scopo di evitare, il più possibile, le variazioni della alimentazione del quarzo durante la misura del coefficiente di assorbimento.

In serie al quarzo è disposta, opportunamente schermata, una coppia termoelettrica Weston (100 mA) collegata al millivoltmetro Weston 322.

4. — La fig. 5 rappresenta il campo ultrasonoro nella vaschetta V_2 ripiena di acqua. L'intensità sonora emessa dal quarzo per questa fotografia è molto superiore a quella usata nelle misure del coefficiente di assorbimento. La di-

(2) A. BARONE: *Elettronica*, 2, 373 (1947); 3, 13 (1948).

stanza fra due fili di riferimento è di cinque centimetri. La fotografia mostra la notevole regolarità del fascio ultrasonoro.

Per evitare la formazione di onde stazionarie è stato disposto nella vaschetta V (fig. 3), alla estremità opposta alla sorgente, una lamina di ottone piegata a spigolo vivo in modo da impedire la riflessione nella direzione della sorgente. Il fatto che delle onde ultrasonore vengano riflesse e restino nel liquido, non disturba la misura effettuata per via ottica dato che la diffrazione del pennello luminoso è prodotta solo dalle onde ultrasonore che si propagano in direzione perpendicolare a quella del pennello stesso.

La efficacia del provvedimento usato è stata confermata da alcune misure condotte sostituendo il deviatore metallico con un assorbitore costituito da uno strato di 2,5 cm di lana di vetro. Il coefficiente di assorbimento misurato in acqua nei due casi è il medesimo.

Le dimensioni della vaschetta V per il liquido in esame sono di 25 cm \times 5,5 cm \times 17 cm. Questa vasca è chiusa superiormente da un coperchio allo scopo di impedire perdite di liquido per evaporazione il che è particolarmente grave nel caso che si tratti di mescolanze. Un termometro attraversa il coperchio e consente di controllare la temperatura del liquido con una precisione del decimo di grado.

La vaschetta V può essere fermata al fondo della vasca di termostazione V_1 , la quale a sua volta è sostenuta dal carrello traslatore di una macchina a dividere appositamente costruita (fig. 6). Nella attuazione di tale macchina, particolare cura è stata richiesta per ridurre il più possibile gli attriti ed i giochi. Il passo della vite senza fine è di 1/2 mm e sul tamburo graduato è possibile apprezzare la centesima parte del giro. Lo spostamento massimo consentito è di circa 25 cm.

5. — Dopo avere descritto la disposizione sperimentale, vogliamo esaminare più dettagliatamente il metodo di misura adottato.

Si consideri il pennello luminoso (fig. 2) che attraversa il campo ultrasonoro normalmente alla direzione di propagazione degli ultrasuoni, ad una certa distanza dalla sorgente.

Da quanto si è detto precedentemente, si comprende come le indicazioni ottenute mediante le celle fotoelettriche CF_1 e CF_2 collegate al galvanometro, consentano di avere il rapporto fra l'intensità I_1 del fascio luminoso relativo agli spettri di diffrazione del primo ordine e l'intensità I_0 del pennello incidente sul fascio ultrasonoro, ciascuna delle quali misurata in unità arbitrarie.

Infatti la deviazione d_1 che il galvanometro collegato alla cella CF_2 subisce, per effetto della diffrazione della luce prodotta dagli ultrasuoni, è, secondo la disposizione sperimentale, proporzionale alla intensità del fascio di luce deviato negli spettri di primo ordine, mentre la deviazione d_0 dovuta alla cella CF_1 , è proporzionale alla intensità del pennello incidente I_0 .

Il rapporto I_1/I_0 o quel che è lo stesso d_1/d_0 , è funzione della intensità ultrasonora nella sezione attraversata dalla luce e, come è noto, si può ritenerne che questa relazione sia lineare finché nel fenomeno di diffrazione si originano solo gli spettri di primo ordine.

La fig. 7 mostra i risultati delle misure condotte facendo passare un sottile pennello di luce attraverso il campo generato nella vaschetta V_2 ripiena di acqua, a circa 5 cm dalla sorgente. Sulle ascisse sono riportati in scala quadratica le correnti al quarzo indicate dalla coppia termoelettrica: queste

correnti sono proporzionali all'ampiezza delle onde sonore, generate dal quarzo, sicchè sulle ascisse del grafico si può ritenere che siano indicate in una opportuna scala lineare le intensità ultrasonore emesse dalla sorgente.

È evidente come la legge lineare accennata sia bene rispettata nel campo considerato, ed anzi va osservato che la intensità ultrasonora alla sorgente potrebbe ancora essere aumentata senza avere la comparsa degli spettri del

secondo ordine ed assieme la mancanza di validità della legge lineare.

Nella misura di assorbimento, ad ogni modo, la intensità ultrasonora non supera mai i valori considerati nel grafico. L'uso di intensità ultrasonore così basse, consentito dalla grande sensibilità della cella fotoelettrica moltiplicatrice, è fra l'altro, particolarmente favorevole per evitare riscaldamenti del liquido durante la misura e conseguenti moti convettivi.

La esistenza della relazione lineare fra il rapporto d_1/d_0 e la intensità ultrasonora permette la misura del coefficiente di assorbimento α relativo all'ampiezza delle onde ultrasonore, definito in onde piane progressive da:

$$(1) \quad J_x = J_0 \exp [-2\alpha x],$$

Fig. 7. — Rapporto d_1/d_0 in funzione dell'intensità ultrasonora emessa dal quarzo $J \sim I_1^2$. Distanza dalla sorgente della sezione attraversata dal penello di luce = 5 cm.

ove J_0 ed J_x sono rispettivamente i valori dell'intensità ultrasonora in una sezione del fascio normale alla direzione di propagazione scelta arbitrariamente come origine ed in un'altra spostata di una distanza x nella direzione di propagazione.

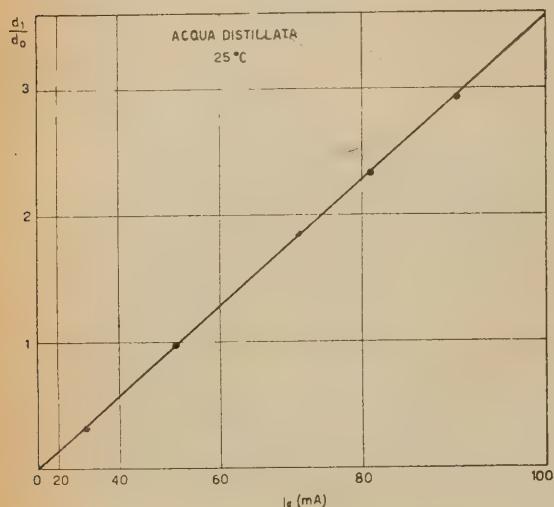
Introducendo i rapporti d_1, d_0 misurati in corrispondenza delle due sezioni accennate la (1) diviene:

$$(2) \quad \left(\frac{d_1}{d_0} \right)_x = \left(\frac{d_1}{d_0} \right)_0 \exp [-2\alpha x].$$

Se pertanto si mantiene costante la emissione della sorgente e si sposta il carrello e la vasca V , in modo da determinare i valori del rapporto d_1/d_0 a varie distanze da una posizione iniziale, si può determinare la retta:

$$(3) \quad \log \left(\frac{d_1}{d_0} \right)_x = \text{cost} - 2\alpha x,$$

il cui coefficiente angolare consente il calcolo di α .



6. — Nel precedente calcolo si ammette che il campo generato dal quarzo sia di onde piane progressive mentre come è noto, in realtà esso si discosta sempre un po' dalla forma piana.

Va però a tale riguardo osservato che i metodi ottici, analoghi a quello da noi seguito, presentano il vantaggio che le misure non risentono sensibilmente degli errori dovuti a tale causa, in quanto le misure stesse interessano tutta la regione attraversata dal pennello luminoso poichè la diffrazione della luce non dipende dalla intensità ultrasonora in un punto ma dall'integrale dell'intensità ultrasonora nella regione attraversata dal pennello.

La sezione del pennello usato nelle nostre misure è di mm 2,5 nella direzione di propagazione delle onde elastiche e di 30 mm in direzione perpendicolare. Come si vede l'altezza di tale sezione è notevolmente superiore alla altezza del quarzo (18 mm) in modo che si è sicuri che tutta la sezione del fascio ultrasonoro venga esaminata alle varie distanze dalla sorgente, sì da avere una valutazione completa dell'energia che attraversa le varie sezioni.

Vogliamo infine richiamare l'attenzione su una circostanza favorevole che semplifica la esecuzione delle misure con il metodo descritto.

Come è noto, se l'angolo formato fra le due direzioni di propagazione della luce e degli ultrasuoni devia leggermente da 90°, la distribuzione della luce negli spettri varia, sicchè si potrebbe pensare che nella misura del coefficiente di assorbimento con i metodi ottici, occorresse una accurata regolazione di questo angolo. Noi però, in accordo a quanto aveva già riscontrato A. LINDBERG (3), abbiamo sperimentalmente osservato che il coefficiente di assorbimento non è praticamente alterato quando si varia di poco detto angolo; naturalmente per la incidenza normale le deviazioni del galvanometro per una certa intensità ultrasonora sono più grandi e quindi è maggiore la precisione delle misure.

7. — Con la disposizione sperimentale descritta si sono eseguite alcune misure del coefficiente di assorbimento in liquidi puri già studiati da altri sperimentatori, allo scopo di essere sicuri della attendibilità dei valori ottenibili con la disposizione stessa.

Riportiamo qui una determinazione nell'acqua distillata poichè questo liquido, come è noto, ha un coefficiente di assorbimento molto basso e perciò si presta bene per mettere in evidenza eventuali errori sistematici.

La fig. 8 mostra due misure fatte in acqua distillata a 25 °C. In ordinate sono riportati i valori di $\log d_1/d_0$ ed in ascisse le distanze dalla sorgente x . La prima misura è stata effettuata mantenendo la indicazione della coppia termoelettrica a 55 mA, mentre per la seconda la corrente I_0 è di 65 mA.

I valori sperimentali riportati nella fig. 8, i quali sono naturalmente medie di diverse determinazioni, si trovano su due rette parallele, come è atteso in base alle considerazioni esposte al n. 5.

Da queste rette, la cui equazione è rappresentata dalla (3), si ricava un valore del coefficiente di assorbimento per l'acqua distillata a 25 °C ed a 8 MHz di $\alpha = 0,0152 \text{ cm}^{-1}$.

Il valore corrispondente del parametro αf^2 che, come è noto, rimane abbastanza costante al variare della frequenza, è di $\alpha f^2 = 23,8 \cdot 10^{-17} \text{ sec}^2 \text{ cm}^{-1}$.

(3) A. LINDBERG: *Phys. Zeits.*, **41**, 457 (1940).

Questi valori sono in ottimo accordo con quelli trovati da altri sperimentatori ⁽¹⁾.

La precisione che è possibile ottenere nelle misure con il metodo descritto è di circa il 10 %.

Risultati praticamente coincidenti si sono ottenuti eseguendo le misure in

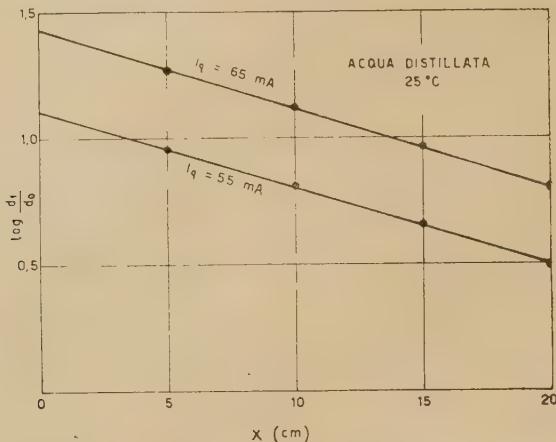


Fig. 8. - $\log \cdot d_1/d_0$ in funzione della distanza.

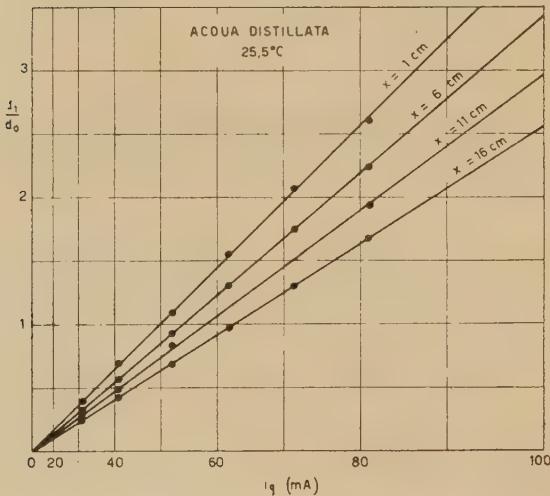


Fig. 9. - d_1/d_0 in funzione dell'intensità ultrasonora emessa dal quarzo $J \sim I_a^2$ per diverse distanze dalla sorgente della sezione attraversata dal pennello di luce.

una maniera leggermente differente dalla precedente. Invece di determinare varie volte i rapporti d_1/d_0 per diversi valori di x , spostando il carrello in avanti ed indietro, si è determinata, per alcuni valori di x , la linea analoga a quella di fig. 6, che dà d_1/d_0 in funzione della intensità ultrasonora emessa

dalla sorgente. La fig. 9 riporta tali linee per quattro posizioni del carrello. Come si vede si ottengono delle rette.

Fissando un valore qualsiasi della intensità ultrasonora emessa dal quarzo, cioè un valore di I_0 , si possono determinare sulle quattro rette i valori del rapporto d_1/d_0 da utilizzare per la costruzione della retta di equazione (3) e per il calcolo del coefficiente di assorbimento. Il valore del parametro αf^2 che si determina dalle misure di fig. 9 per l'acqua distillata alla temperatura di 25,5 °C è di $23,3 \cdot 10^{-17} \text{ sec}^2 \text{ cm}^{-1}$.

Come già si è detto, le due procedure sono equivalenti nei risultati, ma la seconda richiede particolari precauzioni nella misura della corrente al quarzo; nella prima invece la alimentazione del quarzo viene mantenuta costante. La prima procedura ha inoltre il vantaggio di una esecuzione molto più rapida delle misure.

L'A. è grato al prof. A. GIACOMINI per l'interessamento ed i consigli ricevuti durante la attuazione della disposizione sperimentale.

SUMMARY

The paper relates about an arrangement for measuring the ultrasound absorption in liquids by an optical method, and describes some characteristics of the apparatus. The obtained experimental values of the absorption coefficient in some liquids fairly agree with those found by other Authors.

La discriminazione degli ioni negli spettrometri di massa.

G. CARERI e G. NENCINI

Istituto di Fisica dell'Università

Centro di Fisica Nucleare del Consiglio Nazionale delle Ricerche - Roma

(ricevuto il 12 Dicembre 1949)

Riassunto. — L'efficienza di collezione degli ioni negli spettrometri di massa è una funzione del potenziale al quale gli ioni sono generati nella sorgente. La teoria che COGGESHALL ha svolto di questo fenomeno è stata sottoposta ad una serie di verifiche sperimentali che sono risultate in forte disaccordo con la teoria. In particolare si è trovato che la efficienza della sorgente ai diversi potenziali è pure una funzione del primo potenziale acceleratore, della pressione del gas nella sorgente e probabilmente anche della massa. Questi fatti mostrano come sia impossibile effettuare delle misure accurate variando il campo elettrico per selezionare le masse.

È noto che negli spettrometri di massa una fonte di errore nelle misure di abbondanza risiede nel fatto che l'efficienza di collezione degli ioni è una funzione del potenziale al quale gli ioni sono stati generati nella sorgente. Conseguentemente se per focalizzare le diverse masse si usa l'« electric scanning » (cioè se si varia il potenziale acceleratore tenendo fisso il campo magnetico), è necessario possedere una curva di taratura dello strumento, cioè conoscere il coefficiente di discriminazione per tutti i potenziali. È divenuto perciò attuale il problema di una previsione quantitativa di questo fenomeno in funzione delle caratteristiche geometriche dello strumento, problema che è stato affrontato teoricamente da N. D. COGGESHALL⁽¹⁾. L'oggetto di questa nota è appunto una verifica sperimentale delle previsioni di COGGESHALL, che richiamiamo qui brevemente.

Consideriamo una sorgente di ioni, come quella mostrata schematicamente nella fig. 1, in cui gli ioni vengono originati da un pennello di elettroni

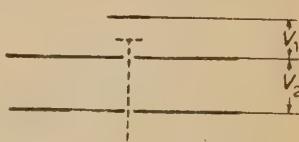


Fig. 1. — Schema della sorgente di ioni.

⁽¹⁾ N. D. COGGESHALL: *Journ. Chem. Phys.*, **12**, 19 (1944).

che si muove perpendicolarmente alla figura e parallelamente al piano della fenditura. Chiamiamo V_1 la differenza di potenziale tra la prima fenditura e la regione in cui si originano gli ioni, V_2 la differenza di potenziale tra la prima e la seconda fenditura, z la distanza fra le due fenditure e d la semi-ampiezza della seconda fenditura. Per semplicità assumiamo che la sorgente non sia sottoposta ad un campo magnetico, e che il campo elettrico sia uniforme ovunque. COGGESHALL suppone che la prima fenditura non debba avere influenza sulla discriminazione, perchè, se il campo è uniforme, il numero di ioni uscenti da questa è proporzionale alla sua area e al numero di ioni formati nel pennello elettronico per unità di area. Diversamente invece si comporta la seconda fenditura, attraverso la quale sotto il potenziale V_2 possono passare solo quegli ioni che hanno una velocità iniziale diretta in modo particolare. COGGESHALL suppone inoltre che sia maxwelliana la legge di distribuzione della velocità degli ioni che si originano, ed isotropa riguardo alle direzioni. Sotto queste ipotesi egli trova che l'intensità I_a del pennello di ioni di massa m_a , invece di essere semplicemente proporzionale alla pressione parziale P_a del gas α nel campione da analizzare, è data da

$$(1) \quad I_a = P_a \bar{A} \left\{ 4,46 - \frac{1}{2} \frac{1}{(V_1 + V_2)^{1/2}} \frac{z}{d} \right\},$$

dove \bar{A} è una costante che dipende solo da costanti universali, dalla temperatura media della sorgente e dalla ionizzazione specifica.

Per i valori di z e di d usati nel nostro spettrometro, questa espressione è stata riportata nella fig. 2 (curva continua). Come si vede, aumentando la differenza di potenziale l'intensità del fascio ionico tende a crescere verso un valore limite.

Lo spettrometro da noi usato per la verifica dell'espressione di COGGESHALL è del tipo di NIER (2), ed è stato da noi costruito con qualche modifica costruttiva nei circuiti elettrici e nella disposizione generale delle varie parti. La sorgente di ioni è simile a quella usata da GRAHAM, THODE e HARKNESS (3), e si differenzia da quella della fig. 1 perchè vi sono due placchette che servono a centrare il pennello di ioni attraverso alla seconda fenditura in modo da compensare le imperfezioni costruttive e controbilanciare l'azione di disturbi che gli ioni risentono in quella zona da un debole campo magnetico, disposto normalmente al foglio. Questo campo magnetico è prodotto da due piccoli magneti permanenti, ed ha lo scopo di mantenere allineati gli elettroni, restringendo la zona in cui avviene la ionizzazione e contribuendo così alla omogeneità nella velocità degli ioni, ed ha anche una forte influenza favorevole sulla intensità del fascio.

Lavorando in queste condizioni, la minima abbondanza relativa misurabile è di 1/50 000 ed il potere separatore di 1/100. A titolo di esempio riportiamo nella fig. 2 lo spettro delle masse di un miscuglio di idrocarburi, ottenuto con « electric scanning »; la molteplicità dei massimi è dovuta alla dissociazione che le molecole degli idrocarburi subiscono per il bombardamento elettronico

(2) A. O. NIER: *Rev. Sci. Instr.*, **18**, 398 (1947).

(3) R. L. GRAHAM, A. L. HARKNESS e M. G. THODE: *Journ. Sci. Instr.*, **24**, 119 (1947).

nella sorgente, e la perfetta risoluzione di essi mostra il corretto funzionamento dello strumento.

Allo scopo di riportarsi esattamente nelle condizioni di COGGESHALL nel corso delle misure sono statiolti tanto il campo magnetico intorno alla sorgente, quanto le placchette deviatrici. Poichè le prime misure così eseguite mostrarono che la discriminazione era di molto superiore a quella calcolata

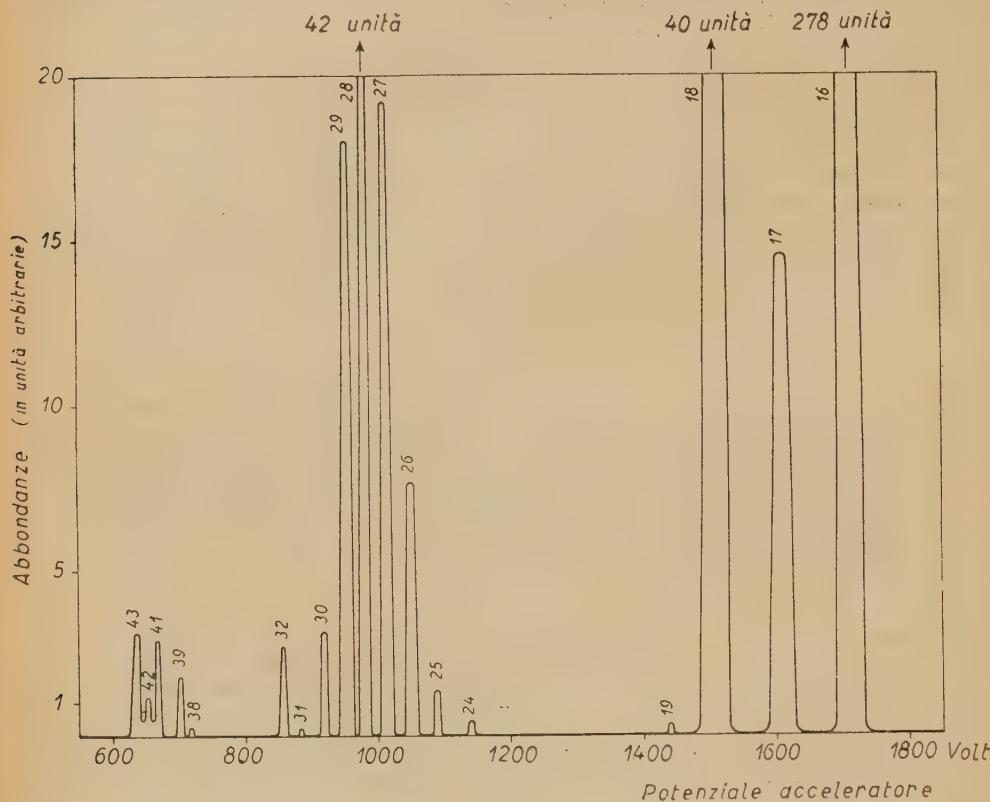


Fig. 2.

con la (1) si rese necessario uno studio sistematico di questo fenomeno variando uno per volta tutti i parametri da cui poteva dipendere.

a) Come si vede dalla (1), la discriminazione dovrebbe dipendere solo dal potenziale totale $V_1 + V_2$ e non separatamente dal potenziale V_1 della prima zona. Per vedere l'influenza di V_1 abbiamo effettuato una serie di misure fissando V_1 e facendo variare V_2 . Le misure venivano eseguite focalizzando la stessa massa (si trattava dell' N_2) a diversi potenziali V_2 , variando corrispondentemente il campo magnetico. Le intensità del pennello di ioni sono riportate nella figura, avendo preso uguale all'unità l'intensità del fascio per $V_2 = 1000$ volt. In effetti invece a 1000 volt le intensità erano:

per V_1 uguale a	6	8,5	10	14,2	24
intensità	8,91	11,6	12,6	11,6	7,1

È interessante notare come la zona di minore discriminazione corrisponda ai valori di V_1 per cui si ha anche la massima intensità ionica.

Infatti all'aumentare di V_1 da 6 a 8,5 volt la curva ha un andamento meno ripido, cioè la discriminazione risulta minore, per poi aumentare di nuovo al crescere di V_1 fino a 24 volt.

b) Ampie variazioni del potenziale acceleratore degli elettroni (da 22,5 a 135 volt) e del potenziale della trappola che riceve gli elettroni (da 22,5 a 90 volt) non hanno alterato la discriminazione entro l'errore sperimentale di

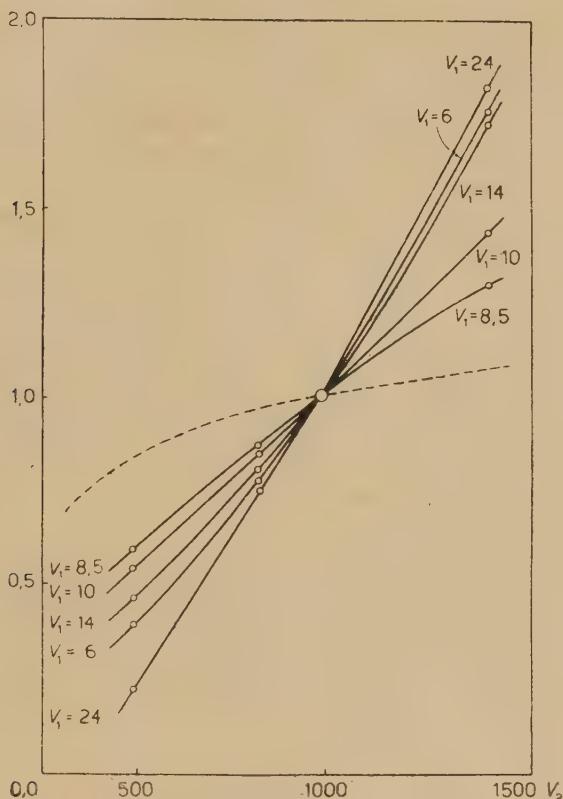


Fig. 3. — Influenza del potenziale V_1 sulla discriminazione. I risultati sono normalizzati ad 1 per $V=1000$ volt. La curva tratteggiata è stata ottenuta dalla teoria di COGGESHALL.

queste misure. In questa serie di misure i potenziali della sorgente erano talvolta così lontani dai valori normali, da diminuire fortemente l'intensità del pennello di ioni, e causare quindi un errore anche del 2 %.

c) La pressione nella regione dove avviene la ionizzazione ha pure influenza nella discriminazione, ma questa influenza è difficilmente esprimibile perché è impossibile misurare la pressione in quella zona. Variando la pressione a monte della valvola a spillo si può variare il flusso del gas entrante ed in corrispondenza la pressione nella zona da ionizzare; ed essendo il nostro

sistema di efflusso sicuramente nel campo molecolare⁽⁴⁾ avremmo potuto tentare di stabilire una certa legge di dipendenza. Ma la impossibilità di riprodurre sempre esattamente le stesse condizioni di pompaggio in giorni diversi ci hanno portato soltanto a stabilire una sicura correlazione tra la pressione presunta nella zona ove avviene la ionizzazione e la discriminazione, nel senso che al crescere dell'una cresce anche l'altra. In tutte queste esperienze la pressione nel tubo è stata mantenuta al di sotto di 10^{-5} mm Hg.

d) Abbiamo infine tentato di vedere se la discriminazione dipendesse anche dalla massa che si focalizza. Le considerazioni svolte sopra il punto c) ci mostrano che la diversa velocità di efflusso che si ha attraverso la valvola a spillo quando si lavora con due masse diverse fa sì che le variazioni di pressione nella sorgente possono essere tali da mascherare l'influenza della massa.

Pensando però che l'abbondanza degli ioni raccolti ad un certo potenziale è in qualche modo rappresentativa della pressione nella sorgente, abbiamo eseguito una serie di misure con idrogeno ed azoto in modo da avere per entrambe la stessa corrente ionica. Abbiamo constatato allora una certa dipendenza della discriminazione dalla massa, nel senso che la discriminazione è risultata maggiore per l'azoto che per l'idrogeno.

Come conclusione delle nostre misure possiamo dire che non è possibile costruire una curva di taratura esatta per uno spettrometro di massa quando si selezionano le masse variando il campo elettrico. Al fatto che la discriminazione dipende anche dalla pressione è secondo noi da imputarsi la difficile riproducibilità delle misure che alcuni sperimentatori hanno notato lavorando in periodi diversi di tempo. Il fatto da noi anche constatato che i rapporti delle abbondanze non dipendono affatto dalle condizioni di pressione e dei potenziali della sorgente quando si operi con « magnetic scanning » (cioè variando il campo magnetico mentre si tiene fisso il campo elettrico) deve far decidere verso questo secondo tipo di selezione delle masse.

Ringraziamo il prof. E. AMALDI per il continuo interessamento e gli utili consigli datici durante la costruzione dello spettrometro.

(4) R. E. HONIG: *Journ. Appl. Phys.*, **16**, 646 (1945).

SUMMARY

The collection efficiency in mass spectrometers is a function of the ions accelerating voltage in the source. In order to test GOGGESHALL's theory of this phenomenon, a number of measures has been done, and the results are in a strong disagreement with that theory. In particular it has been found that the efficiency of an ion source operated at different voltages is also a function of the first accelerating voltage, of the gas pressure in the source and, may be, of the mass too. As a result, it is impossible to get accurate measurements by means of electric scanning.

Misure di basse tensioni di vapore.

I. FILOSOFO, M. MERLIN e A. ROSTAGNI

Istituto di Fisica dell'Università di Padova

(ricevuto il 22 Dicembre 1949)

Riassunto. — Viene descritto un dispositivo per la misura delle tensioni di vapore fra 10^{-6} e 10^{-2} torr a temperature fra -50 e $+150$ °C. Il metodo si fonda sull'uso del vacuometro radiometrico a foglia od a filo, le cui indicazioni sono indipendenti dalla natura del gas nell'intervallo di pressioni indicato. È indicata la via per eliminare le incertezze dovute alla emissione di gas occlusi dalla sostanza in esame e dalle pareti. Una misura si completa in poche ore, compreso il tempo di degassamento.

1. — Durante gli ultimi anni uno di noi ebbe occasione di compiere alcune misure di tensioni di vapore di sostanze poco volatili, in particolare di sostanze interessanti la tecnica del vuoto (masticci, grassi, ecc.). Le misure furono fatte con uno scopo pratico, avendo dovuto preparare di tali sostanze in laboratorio, per la difficoltà che allora s'incontrava a procurarne in commercio. Una breve notizia ne fu pubblicata in una rivista tecnica ⁽¹⁾.

Il metodo adottato era simile a quello applicato allo stesso scopo da R. M. ZABEL ⁽²⁾, salvo due innovazioni notevoli:

1) l'uso di un vacuometro radiometrico, a indicazioni indipendenti dalla natura del gas, in luogo del vacuometro a ionizzazione ⁽³⁾;

2) l'aggiunta di una trappola T (fig. 1), che permetteva di condensare con azoto liquido il vapore della sostanza in esame contenuta in A , riducendone praticamente a zero la tensione ad un momento voluto: ciò consentiva di determinare questa per differenza, indipendentemente dalla presenza di quantità notevoli di gas emessi dalle pareti, riducendo di molto la durata di una misura.

⁽¹⁾ M. MERLIN: *Tecnica Italiana* (Trieste), **3**, 248 (1948).

⁽²⁾ R. M. ZABEL: *R.S.I.*, **4**, 233 (1933).

⁽³⁾ A. ROSTAGNI e I. FILOSOFO: *Nuovo Cimento*, **4**, 74 (1947).

La discussione di codesta esperienza ci ha condotti a ideare una nuova disposizione sperimentale, che è stata successivamente realizzata e provata da uno di noi (I. F.). Non riteniamo inutile riportare qui alcune osservazioni emerse in tale discussione, insieme con la descrizione del nuovo dispositivo. La conoscenza delle tensioni di vapore delle varie sostanze e dell'andamento di esse in funzione della temperatura, presenta un grande interesse sia teorico che pratico; e non si può dire che il problema della misura di esse abbia avuto a tutt'oggi una soluzione generale e completamente soddisfacente (4).

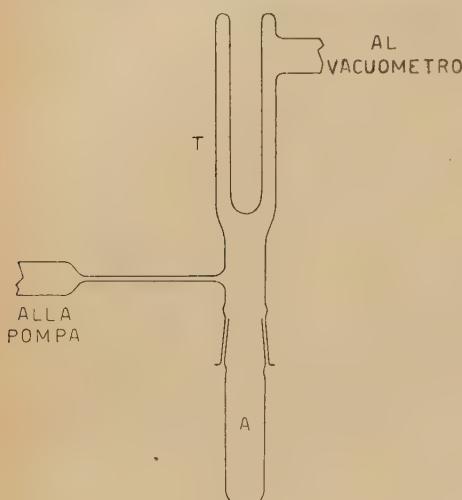


Fig. 1.

disfacente coll'uso del vacuometro radiometrico a foglia od a filo, le cui indicazioni sono per l'appunto indipendenti dalla natura del gas da 10^{-2} torr in giù, con quell'approssimazione che qui può occorrere (5).

La seconda difficoltà richiede una discussione più ampia, che forma l'oggetto principale di questo lavoro.

3. - I gas adsorbiti ed oclusi alle pareti di un apparecchio a vuoto e nei corpi in esso contenuti rappresentano in genere delle quantità ragguardevoli, in particolare quando queste vengano espresse in volumi alle pressioni che in tali apparecchi si desiderano raggiungere. Sono essi del resto, è ben noto, che limitano praticamente il vuoto raggiungibile colle moderne pompe in regime dinamico. Il processo di emissione è lentissimo e dura per giorni e giorni, con flusso lentamente decrescente, quando non si ricorra a speciali accorgimenti per accelerarlo, come il riscaldamento ad elevata temperatura sotto vuoto.

Con questa premessa è chiaro che, qualora si volesse determinare una ten-

2. - La misura delle basse tensioni di vapore, intendendo come tali quelle inferiori a 10^{-2} torr, è stata finora ostacolata principalmente da due difficoltà:

1) la mancanza di uno strumento di misura delle pressioni che desse indicazioni sicuramente indipendenti dalla natura del vapore (essendo il Mc LEOD notoriamente inadatto alle misure sui vapori);

2) la presenza inevitabile di gas estranei, adsorbiti od oclusi nelle pareti e nella sostanza stessa in esame, ed emessi da quelle durante la misura.

La prima difficoltà è risolta in un modo che a noi consta pienamente sod-

(4) Sulle misure delle tensioni dei vapori monoatomici si ha un ampio articolo riassuntivo di R. W. DITCHBURN e J. C. GILMOUR in *Rev. Mod. Phys.*, **13**, 310 (1941); per la letteratura più recente e le misure relative ad altre sostanze v. S. DUSHMAN: *Vacuum Technique* (Wiley, New York, 1949), cap. 11.

sione di vapore molto bassa semplicemente chiudendo la sostanza in esame in un recipiente collegato con un vacuometro e vuotato dell'aria, ci si accorgerebbe che, una volta chiusa la comunicazione colla pompa, la pressione va salendo progressivamente e, si può dire, indefinitamente. Perciò lo ZABEL adottò il metodo dinamico di misura, illustrato in fig. 1, nel quale si determina una pressione di regime $p = p' + \pi$, somma di due termini, corrispondenti al primo al vapore ed il secondo ai gas emessi. La pressione p' è inferiore alla tensione massima p_0 del vapore a quella temperatura: il rapporto p'/p_0 è determinato, come vedremo, dal rapporto fra la velocità d'evaporazione della sostanza e la capacità d'aspirazione del sistema di pompe; allo stesso modo π è un valore di regime determinato dal rapporto fra la velocità d'emissione dei gas adsorbiti e occlusi e la stessa capacità d'aspirazione. Poichè π va decrescendo nel tempo, col degassamento progressivo del sistema, in pratica si tratterà di attendere per la misura le ore od i giorni necessari affinchè π risulti trascurabile rispetto a p' . L'artificio della condensazione del vapore sulla trappola T consente di determinare π a un dato istante annullando p' .

4. — Il problema del calcolo della velocità di evaporazione di una sostanza nel vuoto fu impostato in termini assai chiari dal LANGMUIR in occasione delle sue classiche determinazioni delle tensioni massime di vapore del tungsteno e di altri metalli ad alto punto di fusione (5). Una superficie di sostanza solida o liquida in equilibrio col proprio vapore a una data temperatura T è colpita nell'unità di tempo sull'unità di area da un numero ben determinato di molecole, espresso in base alla teoria cinetica da

$$(1) \quad v = \frac{n\bar{u}}{4} = \frac{p_0}{\sqrt{2\pi mkT}},$$

dove p_0 è la tensione massima del vapore.

Se si ammette che delle v molecole la frazione α si condensi (mentre la frazione $r = 1 - \alpha$ viene riflessa) la condizione di equilibrio corrispondente alla saturazione si esprime coll'eguaglianza

$$(1') \quad v' = \alpha v$$

fra il numero di molecole condensate e quelle che evaporano per unità di tempo.

Forti indicazioni sia sperimentali che teoriche (6) fanno ritenere che α sia molto prossimo ad 1 fuorché in casi eccezionali, di molecole molto leggere (He , H_2) e superficie particolarmente compatte e levigate; in particolare si ritiene estremamente probabile che sia $\alpha = 1$ nel caso di molecole incidenti sul solido o sul liquido corrispondente. La relazione di equilibrio si riduce allora a $v' = v$: vale a dire che la (1) esprime direttamente il numero di molecole evaporate da 1 cm^2 in 1 sec. Il volume di vapore corrispondente (che si può assumere a misura della « velocità d'evaporazione »), alla pressione p_0 di saturazione, è dato da

$$(2) \quad \frac{v}{n} = \frac{\bar{u}}{4} = \sqrt{\frac{RT}{2\pi M}} \text{ cm sec}^{-1}.$$

(5) I. LANGMUIR: *Phys. Rev.*, **2**, 239 (1913).

(6) S. DUSHMAN: *I. e.*, p. 20 e altrove.

Dalla superficie S evaporerà il volume

$$(3) \quad F = S \sqrt{\frac{RT}{2\pi M}} \text{ cm}^3 \text{ sec}^{-1}.$$

Quest'espressione è identica a quella che dà il flusso di gas, in regime di KNUDSEN, attraverso un orificio di area S in parete sottile, fra un ambiente contenente gas alla temperatura T (e pressione qualunque, purchè soddisfacente alla condizione di KNUDSEN) ed un ambiente vuoto. A questo flusso si dà pure il nome di *conduttanza* dell'orificio S . È una grandezza omogenea colla conduttanza delle tubazioni per vuoto e colla capacità d'aspirazione delle pompe.

5. — Le ultime considerazioni portano ad una prima critica del procedimento di ZABEL, riprodotto nel dispositivo di fig. 1: la sostanza da esaminare, se solida o pastosa, veniva stesa in strato sottile su tutta la parete di A , mentre per i liquidi si ricorreva ad una vaschetta orizzontale con superficie libera di liquido pari a quella del solido in A . In quanto sia valida l'ipotesi di $\alpha = 1$, il massimo flusso di vapore che può uscire da A è dato dalla (3), se con S si indica l'area dell'orificio di A , qualunque sia l'area interna della provetta. È inutile ricorrere ad una grande provetta, con uno strato esteso di sostanza.

Ammettiamo dunque di poter considerare la provetta A come un ambiente a pressione p_0 comunicante coll'ambiente B attraverso un orificio di conduttanza F , e indichiamo con F' la conduttanza totale del sistema di vuotatura a valle di B . La pressione di regime p' in B deve soddisfare alla equazione

$$(4) \quad F(p_0 - p') = F'p',$$

da cui

$$(4') \quad p_0/p' = 1 + \frac{F'}{F}.$$

Nei dispositivi in questione, sia di ZABEL che di MERLIN, è $F'/F \approx 5 \cdot 10^{-4}$: p' differisce dunque da p_0 di meno dell'1 %. Poichè in questo genere di misure sarebbe difficile già raggiungere la precisione dell'1 %, in vista delle altre cause d'errore, si conclude che F' poteva senza inconveniente venire aumentata di un ordine di grandezza, con vantaggio per la rapidità delle esperienze.

6. — In fig. 2 è illustrato il nuovo dispositivo da noi studiato. La sostanza in esame viene posta in strato sottile sul fondo piano della provetta A . Questa appoggia sull'elica di filo d'acciaio E e può scorrere con questa entro al tubo B . L'elica viene comandata dall'esterno con un magnete. All'estremo superiore di B si trova il filo di vetro o la foglia d'alluminio di un vacuometro radiometrico V a riscaldatore esterno.

Introdotta la provetta colla sostanza per il tappo C , l'apparecchio viene evacuato. Ad accelerare il degassamento, tutto l'apparecchio e la sostanza stessa vengono riscaldati dall'esterno, sempre tenendo la provetta nella posizione A_1 . Si ha cura di tenere l'estremo superiore col vacuometro a tempera-

tura più alta del rimanente dell'impianto, ad evitare condensazione su di esso. In T si pone dell'azoto liquido.

Quando, in base alle indicazioni del vacuometro, si ritiene che il degassamento sia sufficiente, si solleva la provetta per mezzo del magnete dalla posizione A_1 in A_2 . La pressione indicata dal vacuometro sale bruscamente quando A sorpassa l'orificio O . La camera superiore contenente la sostanza comunica allora colla trappola T e colla pompa attraverso l'intercapedine anulare fra A e B , di circa 0,5 mm di spessore. Determinata la pressione di regime si chiude il rubinetto e si segue l'andamento del vacuometro per qualche minuto. Quest'operazione ha per iscopo, come vedremo, di valutare l'errore dovuto ai gas emessi.

7. — Indichiamo ancora con p' la pressione di regime del vapore al vacuometro a rubinetto aperto, con F la conduttanza equivalente alla superficie evaporante, con F' quella dell'apparato di evacuazione (determinata principalmente dall'intercapedine). Servendosi di formule note⁽⁷⁾ si trova questa volta $F'/F = 2 \cdot 10^{-3}$, vale a dire, in base a (4'), $p_0/p' = 1,002$ con scarto inferiore all'1 %.

Ma la pressione segnata dal vacuometro non è semplicemente quella del vapore: essa ha un valore $p = p' + \pi$, dove π è la pressione dei gas emessi dalle pareti: essa ha un valore di regime corrispondente a un flusso di

$$(5) \quad q = \pi F' \text{ cm}^3 \text{ torr sec}^{-1}$$

di gas uscente dalla camera superiore attraverso l'intercapedine, e a un pari flusso entrante per emissione dalle pareti nella camera stessa. Chiuso il rubinetto R , dopo un tempo t_1 p' conserva il suo valore, poiché continua indisturbata la condensazione del vapore su T , mentre π sale a π_1 e p a $p_1 = p' - \pi_1$. Possiamo ritenere che nell'intero apparecchio a monte di R venga immessa dalle pareti una quantità di gas, in $\text{cm}^3 \text{ torr sec}^{-1}$, $Q \geq q$. Distribuendosi nel volume V corrispondente, questa fa crescere la pressione secondo

$$(6) \quad \frac{p_1 - p}{t_1} = \frac{\pi_1 - \pi}{t_1} + \frac{Q}{V} \geq \frac{q}{V}.$$

Combinando con (5) si ha

$$(7) \quad \pi = \frac{q}{F'} \leq \frac{V}{F'} \frac{p_1 - p}{t_1}.$$

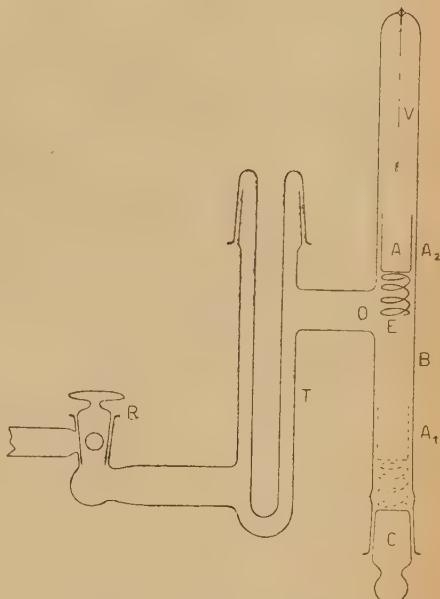


Fig. 2.

(7) S. DUSHMAN, I. c., cap. 2.

Con $V = 900 \text{ cm}^3$, $F' = 140 \text{ cm}^3/\text{sec}$ per aria a 300°K , risulta

$$(7') \quad \frac{\pi}{p} \leq 6,4 \frac{1}{p} \frac{dp}{dt}.$$

Con questi dati numerici, quando la pressione al vacuometro sale meno del 0,3 % al sec. (20 % al minuto) si può essere certi che l'errore dovuto ai gas è inferiore al 2 %. Questa condizione si raggiunge in genere dopo un tempo di degassamento dell'ordine dell'ora.

L'artificio della chiusura di R consente pure ovviamente di verificare se la differenza $p_0 - p'$ è trascurabile, come si è ammesso: in caso contrario si noterebbe un aumento brusco di p all'atto della chiusura, seguito dall'aumento progressivo, proporzionale al tempo, ora considerato.

8. — Una prima serie di misure su sostanze a tensione di vapore nota ha avuto per iscopo di verificare più ampiamente l'indipendenza delle indicazioni del vacuometro dalla natura del gas o vapore in esame, entro l'approssimazione voluta, a conferma di quanto avevamo in precedenza dedotto da misure

su un gruppo di gas (8). Il risultato di queste misure è riportato in fig. 3 in un unico diagramma logaritmico. Le determinazioni nei diversi intervalli di pressione venivano eseguite regolando opportunamente la sensibilità del vacuometro, attraverso la temperatura della parete calda. Le misure relative al mercurio e allo zolfo furono eseguite con un vacuometro a filo di vetro, quelle per le altre sostanze con vacuometro a foglia d'alluminio. I valori sono stati poi tutti normalizzati, in base alla taratura in aria, per riportarli sullo stesso diagramma. La linea a tratto continuo corrisponde alla taratura in aria, i punti alle tensioni di vapore delle diverse sostanze alle temperature rispettivamente indicate (9).

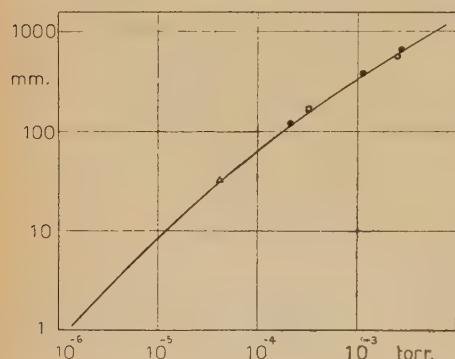


Fig. 3. — ● Mercurio a 10, 20, 30 °C;
○ Glicerina a 50 °C; □ Zolfo a 70 °C;
△ Ftalato di butile a 25 °C.

Il diagramma conferma pienamente la indipendenza delle indicazioni dello strumento dalla natura del gas o vapore in esame.

Nella tabella sono riportati, con questi valori, quelli relativi ad alcune sostanze che interessano la tecnica del vuoto.

(8) A. ROSTAGNI e I. FILOSOFO, l. c.

(9) I valori della tensione di vapore del mercurio sono stati ricavati da J. D'ANS e E. LAX: *Taschenbuch für Chemiker und Physiker*; quello della glicerina da STEDMAN: *Trans. Farad. Soc.*, 24, 296 (1928); quello dello zolfo da LANDOLT BÖRNSTEIN: *Phys. Chem. Tabellen*, III; quello dello ftalato di butile da ZABEL: *R.S.I.*, 4, 233 (1933).

TABELLA I.

	<i>t</i> °C	<i>p</i> 10^{-3} torr
Mercurio	1°	2,5
	20°	12,5
	30°	30
	50°	1
Zolfo	70°	4
	75°	5,5
	25°	2
Glicerina	40°	8,5
	50°	22
Ftalato di butile	13°	0,21
	25°	0,44
Cera Apiezon Q	30°	1,7
Piceina Leybold	24°	1,25
Olio Apiezon A	23°	0,19
Olio Apiezon B nuovo	25°	0,036
Olio Apiezon B usato	25°	0,043

9. — Riteniamo di poter concludere che il dispositivo descritto è adatto a misure di tensioni di vapore fra 10^{-6} e 10^{-2} torr, a temperature fra — 50 e + 150 °C, con una precisione di qualche unità per cento. Le misure riescono abbastanza rapide anche per le sostanze meno volatili. L'assenza di parti metalliche, quando si ricorre al vacuometro a filo di vetro, consente di sperimentare su sostanze chimicamente attive.

All'esecuzione delle misure ha collaborato la laureanda Y. VIANELLO, che qui ringraziamo. Vivi ringraziamenti rivolgiamo pure alla S. A. Vetrocoke, di Porto Marghera (Venezia), la quale, come al solito, ha messo gentilmente a nostra disposizione l'azoto liquido necessario.

SUMMARY

An apparatus for measuring vapor pressures between 10^{-6} and 10^{-2} torr at temperatures between — 50 °C and + 150 °C is described. The main feature of the method is the use of a leaf or a fibre vacuum gauge of the Knudsen type, the readings of which are independent on the gas used in the pressure range given above. It is shown how to avoid completely the uncertainties due to gas emission from the substance under experiment and from the walls. It takes a few hours to perform all necessary operations, outgassing included.

LETTERE ALLA REDAZIONE

(La responsabilità scientifica degli scritti inseriti in questa rubrica è completamente lasciata dalla Direzione del periodico ai singoli autori)

On the Self-Energy of a Meson.

E. CORINALDESI

Department of Physics, The University, Manchester

(ricevuto il 30 Novembre 1949)

The present letter is meant to be a complement of a recent paper by G. FIELD and myself⁽¹⁾, where the self-energy of a pseudoscalar meson was evaluated by using the energy-momentum representation, PAULI-ROSE coordinates and PAULI's regularization. It was found that, if a regulator is chosen in such a way that the divergences are made to vanish, then the finite terms are unambiguously determined. This result seemed to be very satisfactory. In fact, if a physical meaning had to be attached to the (regularized) self-energy, the result of its calculation should not depend on any manipulation to which the integrals which express it are subjected, i.e. on transformations of integration variables, partial integrations etc.

Therefore, it seems to be worth while to investigate whether the self-energy obtained by using SCHWINGER's method would be equal to the finite value given in CF, if the same regulator is used.

Following the notation used by CASE⁽²⁾ (assuming $\hbar = c = 1$) and by SCHWINGER⁽³⁾, it is very easy to cal-

culate that part of the second order interaction Hamiltonian which represents the self-energy of mesons (obtained in the usual way by performing a canonical transformation which eliminates the first order terms). In the case of pseudoscalar coupling we have:

$$(1) \quad \mathcal{H}_{0,1}^{(s)} = g^2 \int d\omega' \epsilon[\sigma, \sigma'] \Phi(x) \Phi(x') \times \\ \times \left\{ \frac{\partial \Delta(x - x')}{\partial x_\lambda} \frac{\partial \Delta^{(1)}(x - x')}{\partial x_\lambda} + \right. \\ \left. + M^2 \Delta(x - x') \Delta^{(1)}(x - x') \right\}$$

and in the case of pseudovector coupling:

$$(2) \quad \mathcal{H}_{0,1}^{(v)} = \frac{2f^2}{\mu^2} \int d\omega' \frac{\partial \Phi(x)}{\partial x_u} \frac{\partial \Phi(x')}{\partial x_v} \times \\ \times \left\{ \left[\frac{\partial}{\partial x_u} \frac{\partial}{\partial x_v} G(\lambda) - \delta_{uv} H(\lambda) \right] \right. \\ \left. - 2M^2 \delta_{uv} \Delta(\lambda) \Delta^{(1)}(\lambda) \right\}.$$

Treating (1) in close analogy to SCHWINGER's calculation of the self-energy of a light quantum⁽³⁾, the following expression is easily obtained:

$$(3) \quad \mu(\delta\mu)^{(s)} = \frac{g^2}{8\pi^2} \left[2M^2 J_1 - M^2 J_2 - \frac{\mu^2}{4} J_3 \right],$$

⁽¹⁾ E. CORINALDESI and G. FIELD: *Nuovo Cimento*, **6**, 520 (1949), hereafter referred to as CF.

⁽²⁾ K. M. CASE: *Phys. Rev.*, **76**, 14 (1949).

⁽³⁾ J. SCHWINGER: *Phys. Rev.*, **75**, 651 (1949), hereafter referred to as II.

where

$$(4) \quad \begin{cases} J_1 = \int_0^1 dv \int_0^\infty \frac{dw}{w^2} \sin \left[1 - \frac{\mu^2}{4M^2} (1-v^2) \right] w, \\ J_2 = \int_0^1 dv \int_0^\infty \frac{dw}{w} \cos \left[1 - \frac{\mu^2}{4M^2} (1-v^2) \right] w, \\ J_3 = \int_0^1 dv (1-v^2) \int_0^\infty \frac{dw}{w} \cos \left[1 - \frac{\mu^2}{4M^2} (1-v)^2 \right] w. \end{cases}$$

The three integrals J_1 , J_2 , J_3 can be evaluated by partial integration as in II. The result reads

$$(5) \quad \mu(\delta\mu)^{(s)} = \frac{g^2}{8\pi^2} \left[M^2 - \frac{\mu^2}{2} \right] \int_0^\infty \frac{\cos w}{w} dw + \frac{M^2 g^2}{8\pi^2} - \frac{g^2 \mu^2}{(4\pi)^2} \int_0^1 \frac{1}{1 - \frac{\mu^2}{4M^2} (1-v^2)} v^2 dv.$$

It is seen that the regulator

$$(6) \quad \sum_i c_i = 0, \quad \sum_i c_i M_i^2 = 0$$

leaves us with the expression

$$(7) \quad (\delta\mu)^{(s)} = \frac{g^2}{8\pi^2} \sum_i c_i M_i \sqrt{1 - \frac{\mu^2}{4M_i^2}} \times \cos^{-1} \left(1 - \frac{\mu^2}{2M_i^2} \right).$$

Apart from a numerical factor due to a difference in the units used for the coupling, (6) is in perfect agreement with the expression given in CF (formula (39) of that paper). This happens in spite of the fact that the divergence in CF was quadratic while here it is only logarithmic.

As far as (2) is concerned, it is immediately seen that the term in [], which is essentially the right-hand side of equation (2.20) in SCHWINGER II, gives a vanishing result when regularized properly, while the second containing $\bar{\Delta}(\lambda)\Delta^{(1)}(\lambda)$ gives, without any difficulty

$$(8) \quad (\delta\mu)^{(v)} = \frac{4f^2 M^2}{\mu^2 g^2} (\delta\mu)^{(s)}.$$

The finite value (8) is also obtained if DYSON's transformation is first performed and then a second transformation is carried out which eliminates the first order terms as indicated in CF.

Sulla diagonalizzazione della hamiltoniana nella teoria dei campi d'onda.

B. FERRETTI

*Centro di Fisica Nucleare del Consiglio Nazionale delle Ricerche
Istituto di Fisica della Università, Roma*

(ricevuto il 9 Gennaio 1950)

Recentemente F. J. DYSON ⁽¹⁾ sviluppando alcune idee di FEYMAN, ha introdotto nella elettrodinamica quantistica covariante di TOMONAGA e SCHWINGER un operatore $S(\sigma)$ dipendente dalla ipersuperficie spaziale σ , che costituisce una generalizzazione della matrice S di HEISENBERG. Difatti la matrice S di HEISENBERG coincide con l'operatore $S(\infty)$ di DYSON-FEYNMAN.

Ritengo opportuno sottolineare il fatto che l'operatore $S(\sigma)$ ora ricordato si può considerare come l'operatore generatore di una trasformazione canonica che, sotto certe condizioni almeno, che precisero più avanti, diagonalizza l'hamiltoniana dei due campi d'onda (materia e radiazione) in interazione.

Questo fatto sembra però collegato con l'ipotesi di una « accensione adiabatica » della costante di interazione tra i due campi (carica elettrica, oppure carica mesonica, a seconda dei casi) ipotesi che sembra d'altronde necessaria, se pure non sufficiente, per poter definire in modo inambiguo l'operatore $S(\sigma)$. Si dovrà dunque supporre che la carica elettrica (carica mesonica) sia nulla nell'infinito passato e si vada accrescendo in modo infinitamente lento fino a raggiungere il valore che essa ha effettivamente, e che pertanto avrà per qualunque tempo che non disti infinitamente dall'istante attuale. Questo artificio del resto è ben noto; e corrisponde fisicamente alla ipotesi che la situazione del sistema sia tale che ciò che è avvenuto in un tempo infinitamente lontano dal presente non abbia alcuna importanza riguardo a quanto avviene presentemente. Naturalmente l'ipotesi fatta riguardo al comportamento della interazione tra i due campi rispetto alla variabile temporale va estesa al comportamento rispetto alle variabili spaziali, in altre parole si deve supporre che l'interazione si annulli anche all'infinito spaziale in qualunque direzione.

Ciò posto, tenendo cioè presente l'« accensione adiabatica » della carica e la primitiva definizione della $S(\sigma)$ come prodotto infinito, quanto ho sottolineato riguardo alla possibilità di diagonalizzare mediante la $S(\sigma)$ l'hamiltoniana, risulta quasi ovvio.

Tuttavia ritengo abbastanza istruttivo accennare come un calcolo esplicito permetta di verificare tale proprietà nel caso in cui un calcolo perturbativo si pensi applicabile.

⁽¹⁾ F. J. DYSON: *Phys. Rev.*, **75**, 486 e 1736 (1949).

Sia (2)

$$(1) \quad H = H_0 + \lambda(t)H'$$

l'hamiltoniana del sistema, H_0 essendo l'hamiltoniana dei campi « liberi » e H' essendo la perturbazione. La funzione $\lambda(t)$ è introdotta per tener conto esplicitamente della « accensione adiabatica » della carica. Al limite, $\lambda(t)$ sarà uguale ad 1 per ogni valore finito di t .

Indichiamo poi con x le quattro coordinate di un punto del cronotopo, e con \mathbf{r} le coordinate spaziali.

Se allora $q(\mathbf{r})$ è un qualunque operatore di campo indipendente dal tempo, indicheremo con $\underline{q}(x)$ l'operatore definito dalla

$$\underline{q}(x) = \exp [iH_0t]q(\mathbf{r})\exp [-iH_0t], \quad (\hbar = 1, c = 1).$$

Analogamente

$$\underline{H}' = \exp [iH_0t]H'\exp [-iH_0t] = \int \underline{\mathcal{H}}'(x) \, d\mathbf{r}.$$

Ciò posto indichiamo per sommi capi come si può verificare che almeno nel caso in cui l'operatore $\underline{\mathcal{H}}(x)$ non dipenda dalle derivate degli operatori di campo, (caso dell'elettrodinamica, caso del campo pseudoscalare con accoppiamento pseudoscalare, ecc.) e in cui un calcolo perturbativo si pensi applicabile, l'operatore

$$(2) \quad H_T = S(\sigma)^{-1}(H_0 + \underline{H}')S(\sigma)$$

sia un operatore diagonale. Ricordando infatti la definizione di $S(\sigma)$ (Dyson, l. c.), si ha

$$(3) \quad S(\sigma)^{-1}H_0S(\sigma) = \sum i^n H_{T,0}^{(n)},$$

in cui

$$(3bis) \quad H_{T,0}^{(n)} = \int_{-\infty}^{t_0} dt_1 \int_{-\infty}^{t_1} dt_2 \dots \int_{-\infty}^{t_{n-1}} dt_n \left[\lambda \underline{H}'(t_n) \left[\lambda \underline{H}'(t_{n-1}) \dots \left[\lambda \underline{H}'(t_1) H_0 \right] \dots \right] \right].$$

Ora,

$$(4) \quad [\lambda \underline{H}' H_0]_- = i \left(\frac{d\lambda H'}{dt} - \dot{\lambda} H' \right).$$

Posto allora

$$H_{T,0}^{(n,a)} = i \int_{-\infty}^{t_0} dt_1 \int_{-\infty}^{t_1} dt_2 \dots \int_{-\infty}^{t_{n-1}} dt_n \left[\lambda \underline{H}'(t_n) \left[\lambda \underline{H}'(t_{n-1}) \dots \left[\lambda \underline{H}'(t_2) \frac{d\lambda H'(t_1)}{dt_1} \right] \dots \right] \right]$$

e

$$H_{T,0}^{(a)} = \sum i^n H_{T,0}^{(n,a)},$$

si può verificare facilmente che sotto le ipotesi fatte si ha:

$$H_{T,0}^{(a)} = H_0 - S(\sigma)^{-1}\lambda H' S(\sigma).$$

(2) In quanto segue, per ragioni di semplicità formale, e dato che non è essenziale per quanto si vuol dimostrare, non vengono usate notazioni covarianti a vista.

Tenendo quindi presente la (4) e la (2) risulta:

$$(5) \quad H_T = H_0 + \sum i^n H_{T,0}^{(n,b)},$$

dove

$$H_{T,0}^{(n,b)} = -i \int_{-\infty}^{t_0} dt_1 \int_{-\infty}^{t_1} dt_2 \dots \int_{-\infty}^{t_{n-1}} dt_n \left[\lambda \underline{H}'(t_{n-1}) \dots \left[\lambda \underline{H}'(t_2) \left[\lambda(t_1) \underline{H}'(t_1) \right] \dots \right] \right].$$

Precisamente, se si pone

$$0 < \lambda(t) < \alpha,$$

la (5) va calcolata nel limite $\alpha = 0$ ⁽³⁾.

Si può allora dimostrare abbastanza facilmente, usando una rappresentazione in cui H_0 è diagonale, e indicando con E_α ed E_β autovalori di H_0 , che gli elementi matrice di $H_{T,0}^{(n,b)}$ sono dati da

$$(6) \quad (H_{T,0}^{(n,b)})_{\alpha,\beta} = -\frac{i}{n} K_{\alpha,\beta}^{(n)} \delta_{E_\alpha E_\beta},$$

dove

$$(6bis) \quad K^{(n)} = \int_{-\infty}^{t_0} dt_1 \int_{-\infty}^{t_1} dt_2 \dots \int_{-\infty}^{t_{n-2}} dt_{n-1} \left[\lambda \underline{H}'(t_{n-1}) \dots \left[\lambda \underline{H}'(t_1), \lambda \underline{H}'(t_0) \right] \dots \right].$$

In tal guisa viene così non solo raggiunto il risultato di mostrare che H_T è diagonale, ma come indicano la (5), (6) e (6 bis) appare reso possibile applicare i metodi già usati da DYSON per il calcolo della matrice S al calcolo degli elementi diagonali di H .

Poichè sembra sperabile che il metodo indicato ora possa essere generalizzabile con opportune modificazioni al caso della esistenza di autovalori discreti della energia, il risultato precedente potrebbe avere un interesse più che formale.

⁽³⁾ Naturalmente la funzione $\lambda(t)$ deve soddisfare alle limitazioni relative alle trasformazioni adiabatiche.

INFORMAZIONE

Di buon grado aderendo a una richiesta della Commissione Nazionale per l'Ottica del Consiglio Nazionale delle Ricerche comunichiamo quanto segue.

« In occasione della prossima riunione della Commissione Ottica Internazionale, sarà tenuto a Londra, dal 19 al 26 Luglio 1950, una *Conferenza sugli Strumenti Ottici*.

Argomento della Conferenza saranno i recenti progressi nel campo della teoria e della costruzione degli strumenti ottici. Il programma comprenderà comunicazioni, conferenze, esposizioni di strumenti, ecc.

Gli studiosi italiani che intendono partecipare alla *Conferenza* possono inviare la loro adesione e chiedere informazioni presso la Segreteria della Commissione Nazionale per l'Ottica - Via Pandolfini n. 27, Firenze ».

PROPRIETÀ LETTERARIA RISERVATA